
90
років
НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ
НАУК
УКРАЇНИ
1918

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

А. М. НЕГРІЙКО, В. І. РОМАНЕНКО,
Л. П. ЯЦЕНКО

ДИНАМІКА АТОМІВ І МОЛЕКУЛ В КОГЕРЕНТНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

ПРОЕКТ
«НАУКОВА КНИГА»

КИЇВ НАУКОВА ДУМКА 2008

УДК 535.214, 539.188

У монографії узагальнено роботи авторів із дослідження вимушеного світлового тиску на атоми. Зокрема, описується метод здійснення світлового тиску на атоми біхроматичним полем двох стоячих хвиль, що поєднує в собі простоту реалізації, помірні вимоги на інтенсивність лазерних полів і великий діапазон швидкості атома, в якому діюча на нього сила значно перевищує максимальну силу світлового тиску в полі однієї біжучої хвилі. Наведено результати дослідження світлового тиску на атоми в полі послідовності зустрічних імпульсів, частотно-модульованому полі, а також у полі зустрічних хвиль зі флуктуючою фазою та амплітудою. Показано, що кореляція полів зустрічних хвиль може призводити до великої сили світлового тиску на атоми. Описано і реалізовано метод здійснення сили вимушеного світлового тиску на молекули. Крім сили світлового тиску на атоми та молекули, у монографії розглядається можливість передачі їм дозованого імпульсу без втрати когерентності, а також розсіювання атомів полем зустрічних імпульсів.

Для спеціалістів, що працюють у галузі квантової електроніки та атомної фізики, а також студентів старших курсів і аспірантів.

В монографии обобщены работы авторов по исследованию вынужденного светового давления на атомы. В частности, описывается метод реализации светового давления на атомы бихроматическим полем двух стоячих волн, соединяющий в себе простоту реализации, умеренные требования к интенсивности лазерных полей и большой диапазон скорости атома, в котором действующая на него сила значительно превышает максимальную силу светового давления в поле одной бегущей волны. Приведены результаты исследования светового давления на атомы в поле последовательности встречных импульсов, частотно-модулированном поле, а также в поле встречных волн с флуктуирующей фазой и амплитудой. Показано, что корреляции полей встречных волн может приводить к большой силы светового давления на атомы. Описано и реализовано метод реализации силы вынужденного светового давления на молекулы. Кроме силы светового давления на атомы и молекулы, в монографии исследуется возможность передачи им дозированного импульса без потери когерентности, а также рассматривается рассеяние атомов полем встречных импульсов.

Для специалистов, работающих в области квантовой электроники и атомной физики, а также студентов старших курсов и аспирантов.

Відповідальний редактор М. С. Бродин

Рекомендовано до друку вченою радою Інституту фізики НАН України

Видання здійснене за державним контрактом
на випуск наукової друкованої продукції

Науково-видавничий відділ фізико-математичної літератури

Редактор О. А. Микитенко

ISBN 978-966-00-0830-9

ПЕРЕДМОВА

Створення лазерів відкрило нові можливості керування механічним рухом атомів і молекул силою світлового тиску. Внаслідок розвитку цього напрямку досліджень стало можливим сповільнення руху атомів у атомних пучках і їх охолодження до наднизьких температур, створення пасток для ультрахолодних атомів, що дозволило значно підвищити точність спектроскопічних досліджень та створити стандарти частоти нового покоління. Маніпуляція холодними атомами у певному стані чи когерентній суперпозиції станів лежить в основі нового напрямку атомної фізики — атомної оптики. Ці досягнення стали можливими завдяки виконанню глибоких фундаментальних досліджень взаємодії лазерного випромінювання з речовиною, проведеними протягом останніх десятиліть.

Вивчення руху атомів у полі лазерного випромінювання почалося з роботи А. Ашкіна 1970 року, який показав, що значне відхилення атомного пучка лазерним променем можливе в лабораторних умовах. Значний внесок у дослідження руху атомів у лазерних полях зробили В. С. Лєтохов, В. Г. Міногін, В. І. Баликін, А. П. Казанцев, І. В. Краснов, Г. І. Сурдутович, В. П. Яковлєв, Г. Меткалф, М. Р. Вільямс, Е. Арімондо, Дж. Далібард, Р. Дж. Кук, М. Т. Кашен, С. Чу, К. Коен-Таноуджі, В. Філліпс, Б. Д. Павлик, В. А. Гринчук, Є. Ф. Кузін, М. Л. Нагаєва, Г. А. Рябенко, К. Саломон, А. Аспект, Т. В. Ханш, А. Шавлов, Д. Дж. Вайнленд, Х. Г. Демельт, К. С. Адамс, Дж. Млинек, Ю. Б. Овчинников, Р. Грімм, Дж. Содінг, Ю. В. Рождественський, А. І. Сидоров, Дж. В. Продан та інші дослідники. Наукові здобутки у цій галузі фізики отримали високу оцінку — у 1997 році Стівену Чу, Клоду Коен-Таноуджі і Вільяму Філліпсу було присуджено Нобелівську премію за розробку методів охолодження атомів і утримання їх у пастках.

Згідно з результатами А. Ашкіна, сила світлового тиску на атом у полі біжучої хвилі зі зростанням її інтенсивності прямує до граничного значення, пропорційного швидкості спонтанного випромінювання зі збудженого стану та імпульсу фотона. Швидкість спонтанного випромінювання у цьому разі є максимальною швидкістю передачі імпульсу

від поля до атома. У 1974 р. А. П. Казанцев вказав на можливість організації циклічної взаємодії з полем зі швидкістю, значно більшою за швидкість спонтанного випромінювання зі збудженого стану, запропонувавши схему взаємодії атома з двома зустрічними послідовностями π-імпульсів. Взаємодія атома з одним із π-імпульсів (імпульсів з "площею" π) призводить до поглинання кванта світла і збудження атома зі зміною його імпульсу на імпульс фотона, а наступний, зустрічний π-імпульс повертає атом в основний стан, додаючи до його імпульсу ще один імпульс фотона. У цьому разі сила світлового тиску визначається імпульсом фотона і періодом повторення імпульсів. Ідея формування сили вимушеного світлового тиску, який значно перевищує силу світлового тиску в полі біжучої хвилі, полягає в створенні певної асиметрії у взаємодії атома із зустрічними світловими хвилями. Завдяки цій асиметрії атом переважно поглинає світло з однієї хвилі, а випромінює в іншу. Швидкість передачі імпульсу від поля до атома визначається при цьому характерним часом зміни параметрів зустрічних хвиль — періодом повторення імпульсів, періодом модуляції зустрічних амплітудно- і частотно-модульованих хвиль, часом кореляції зустрічних хвиль із флуктуаціями фази чи амплітуди та інтенсивністю світлових полів.

У монографії досліджуються механічні ефекти взаємодії атомів з полем, в основі яких лежать процеси поглинання і вимушеного випромінювання світла за умови взаємодії атома із зустрічними хвилями. Досліджені методи керування станом атомів та молекул світловими полями можуть застосовуватися для керування механічним рухом атомних часток у фізичних експериментах, зокрема, передачі атомам чи молекулам, які взаємодіють з полем, імпульсу заданої величини. Ці методи можуть бути використані для створення елементів атомної оптики, в експериментах з атомної інтерферометрії.

Матеріали монографії головним чином базуються на оригінальних роботах авторів, виконаних у лабораторії лазерної спектроскопії Інституту фізики НАН України та ініційованих засновником лабораторії, доктором фізико-математичниих наук, професором М. В. Данилейком. Автори вдячні колегам по лабораторії за допомогу у здійсненні експериментальних досліджень і творчі дискусії, а також професору Г. Меткалфу (університет штату Нью-Йорк, Стоні Брук) за плідну співпрацю. Автори висловлюють подяку М. А. Негрійко, О. П. Карпенко та О. Г. Удовицькій, без багаторічної підтримки яких ця книга не була б написана.

А. М. Негрійко
В. І. Романенко
Л. П. Яценко

ВСТУП

Гіпотеза про те, що світло може здійснювати тиск на матеріальні частки та тіла, пов'язується з іменем німецького астронома і математика Йоганна Кеплера (J. Kepler) та його працею 1619 р. *De cometis libelli tres* [1], де він пояснив відхилення кометних хвостів у напрямі від Сонця тиском сонячного світла.

У 1873 р. у праці "*Treatise on Electricity and Magnetism*" [2, с. 391] Дж. Максвелл вказав, що "у середовищі, в якому поширюються хвилі, у напрямі їх поширення виникають сили тиску, які у кожній точці простору чисельно дорівнюють енергії в одиниці об'єму".

До такої ж оцінки світлового тиску незалежно від Дж. Максвелла іншим шляхом прийшов Адольфо Бартолі [3][1]. Він проаналізував ідеальний уявний експеримент, в якому за допомогою рухомих дзеркал у циклічному процесі передавалася енергія від холодного тіла до гарячого. Оскільки згідно з другим началом термодинаміки це неможливо зробити без затрати роботи, найпростіше пояснення експерименту полягає в припущенні, що, зменшуючи об'єм, який займає теплове випромінювання, треба виконати роботу проти сили світлового тиску. Іншими словами, з термодинамічних міркувань випливає, що світло чинить тиск на тіла.

Перше експериментальне вимірювання сили світлового тиску було здійснене російським вченим П. М. Лебедєвим у 1901 р. [5]. Фокусуючи світло вольтової дуги на легкі металеві диски, підвішені на тонкій скляній нитці у глибокому вакуумі, він зміг вперше зареєструвати тиск світла на тверде тіло, виміряти його значення та порівняти його з теоретичними розрахунками Максвелла та Бартолі. Отримані П. М. Лебедєвим результати, підтверджені пізніше дослідами Ніколса і Халла [6, 7], стали важливою віхою у дослідженні світлового тиску, показавши можливість вивчення цього фізичного явища у лабораторних умовах. У своїх подальших працях Лебедєв подав прямі експериментальні свідчення світлового тиску на гази та передбачив

[1]Спочатку праця А. Бартолі була опублікована у маловідомому виданні у 1876 році [4].

можливість різкого зростання сили світлового тиску на гази в умовах резонансного збудження атомів та молекул.

Наступний принциповий крок у вивченні тиску світла був зроблений А. Ейнштейном у його працях [8–10].

У праці [8], аналізуючи закон випромінювання Планка, А. Ейнштейн робить висновок про те, що цей закон "...можна зрозуміти на основі гіпотези, що енергія осцилятора, який має частоту ν, може існувати лише у вигляді квантів величини $h\nu$. ...флуктуації просторового розподілу випромінювання, так само, як і флуктуації світлового тиску, відбуваються так, якби випромінювання складалося з квантів вказаної величини". Ця гіпотеза про квантову природу світла сьогодні лежить в основі сучасних поглядів на природу світлового тиску.

У праці [9] А. Ейнштейн висунув гіпотезу про те, що існують два типи переходів, при яких молекула може випромінювати квант світла. *Спонтанне випромінювання* відбувається, коли перехід здійснюється без зовнішньої дії, і цей процес має певну аналогію з процесом радіоактивного розпаду. *Індуковане випромінювання*, яке у сучасній літературі називається також *вимушеним* або *стимульованим*, зумовлене електромагнітним полем, що діє на молекулу. Його швидкість пропорційна густині випромінювання відповідної частоти.

У праці [10] А. Ейнштейн робить фундаментальний висновок про те, що молекула отримує віддачу (механічний імпульс) при поглинанні чи випромінюванні енергії. Якщо тіло випромінює енергію ε, то воно одержує віддачу (імпульс) ε/c (c — швидкість світла) тоді, коли вся енергія випромінюється в одному напрямі. Коли ж випромінювання здійснюється, наприклад, у вигляді сферичних хвиль, віддача відсутня. Розглянувши зміну енергії молекули при переході з одного, допустимого з точки зору квантової теорії стану, до іншого з випромінюванням чи поглинанням світла, А. Ейнштейн показав, що до несуперечливої теорії можна прийти лише у тому випадку, коли усі елементарні процеси поглинання і випромінювання світла та зміну імпульсу молекули вважати повністю напрямленими. Обґрунтування цієї тези базується на розгляді руху молекули у полі випромінювання та флуктуацій її імпульсу при взаємодії з цим полем.

У вказаній праці зроблено важливий висновок про те, що "...коли пучок променів діє на молекулу таким чином, що вона при елементарному процесі одержує або віддає у формі випромінювання деяку кількість енергії $h\nu$ (індуковане випромінювання), то молекула буде завжди одержувати імпульс $h\nu/c$: при поглинанні енергії — у напрямі поширення пучка, а при випромінюванні — у протилежному напрямі. Якщо молекула знаходиться під дією кількох напрямлених пучків променів, то у елементарному процесі індукованого випромінювання бере

участь лише один з них, тоді тільки цей пучок визначає напрям імпульсу, який одержує молекула".

Тут ми звертаємо увагу на твердження стосовно дії на молекулу кількох світлових пучків. А. Ейнштейн проводить думку про те, що квант енергії, який поглинається чи випромінюється молекулою, не може складатись з кількох дрібніших квантів, взятих з різних пучків чи відданих до різних пучків дрібнішими частками, і тому у кожному елементарному процесі поглинання чи випромінювання кванта енергії бере участь лише один пучок променів. Звідси випливає важливий для подальшого висновок: можна побудувати таку послідовність елементарних процесів, коли молекула поглине квант з одного пучка і внаслідок індукованого випромінювання передасть квант енергії іншому пучку. Якщо напрями поширення пучків не збігаються, то молекула одержує ненульовий імпульс віддачі.

Таким чином, з точки зору квантової теорії кожен світловий квант (фотон, термін було запропоновано хіміком Гільбертом Льюісом (Gilbert Newton Lewis) у 1926 р. [11]), має імпульс $h\nu/c$. Поглинання і випромінювання кванта світла атомом призводить, згідно із законом збереження імпульсу, до відповідної зміни імпульсу атома. Досліди А. Комптона (A. Compton) з розсіювання рентгенівських променів графітом [12] повністю підтвердили квантову теорію цього явища, побудовану на припущенні, що кожен квант рентгенівського випромінювання розсіюється одним електроном [13].

Після класичних робіт А. Ейнштейна та П. М. Лебедєва природа світлового тиску в основному вважалася зрозумілою, проте труднощі експериментальних досліджень, пов'язані з відсутністю потужних монохроматичних джерел випромінювання, стримували широке вивчення цього явища та його застосувань. Серед нечисленних робіт, які були виконані протягом наступних кількох десятиліть, треба відзначити дослідження Р. Фріша [14]. Використовуючи як джерело випромінювання натрієву лампу та спрямовуючи її випромінювання на пучок атомів натрію, він спостерігав його відхилення. Таким чином, було вперше продемонстровано дію резонансного світлового тиску на вільні атоми.

Новий етап досліджень світлового тиску почався після винайдення лазерів — потужних монохроматичних джерел когерентного оптичного випромінювання.

Лазери генерують світлові пучки з неоднорідним, частіше, гауссовим, поперечним розподілом інтенсивності. Як вперше показано у 1962 р. Г. Аскарьяном [15], на атом у резонансному світловому полі, крім сили світлового тиску, завдяки просторовій неоднорідності поля $E(\boldsymbol{r})$ діє так звана градієнтна сила $F_{gr} \sim \nabla(E^2(\boldsymbol{r}))$. З класичної точки зору, така сила виникає внаслідок взаємодії наведеного полем

дипольного моменту атома з неоднорідним полем і має пряму аналогію з силою, яка діє на частку зі сталим дипольним моментом у неоднорідному електростатичному полі.

На сьогодні дослідженню світлового тиску на атоми присвячено тисячі статей; основні досягнення підсумовані у низці монографій і оглядів літератури (див., наприклад, [16–25]). За розробку методів охолодження і утримання атомів у пастках, в основі яких лежить механічна дія світла на атоми, у 1997 р. Стівену Чу (Steven Chu), Клоду Коен-Таноуджі (Claude N. Cohen-Tannoudji) та Уільяму Філліпсу (William Phillips) було присуджено Нобелівську премію (тексти їх нобелівських лекцій опубліковано в Reviews of Modern Physics [26–28]). Крім згаданих вище С. Чу, К. Коен-Таноуджі та У. Філліпса, не можна не відзначити значний внесок у дослідження руху атомів у лазерних полях Г. Меткалфа та його співробітників [19, 29–33], В. С. Лєтохова та його співробітників [16, 21, 22, 25, 34–42], А. П. Казанцева, І. В. Краснова та їх співробітників [17, 20, 43–47].

Перша пропозиція щодо використання лазерного випромінювання для здійснення світлового тиску на газ з метою реалізації селективної відкачки окремих компонент газової суміші була висловлена харківськими вченими О. Я. Усиковим, В. М. Конторовичем, Е. О. Канером та П. В. Бліохом ще у 1962 р. на вченій раді Інституту радіоелектроніки АН УРСР та у 1963 р. на школі з теоретичної фізики і захищена авторським свідоцтвом СРСР 1965 р. На жаль, з невідомих нам причин, праця [48] була опублікована у науковій періодиці лише у 1972 р., після роботи Артура Ашкіна (Artur Ashkin) [49], де описано схожу схему насоса, дія якого базувалася на використанні світлового тиску.

Віддаючи належне фактичному пріоритету праці [48] стосовно використання лазерного випромінювання для здійснення світлового тиску на атоми, разом з тим ще раз нагадаємо, що вона була опублікована у періодиці пізніше, ніж праця А. Ашкіна і залишилася маловідомою для широких наукових кіл, а тому початок експериментальних досліджень тиску лазерного випромінювання більшість дослідників сьогодні пов'язують з працею [49], а також [50, 51].

Уже в одній з перших праць з дослідження світлового тиску лазерного випромінювання [50] було встановлено важливу закономірність: сила світлового тиску F на атом прямує до

$$F_{sp} = (h/\lambda)(2\tau_{sp})^{-1} = \frac{1}{2}\hbar k\gamma \tag{1}$$

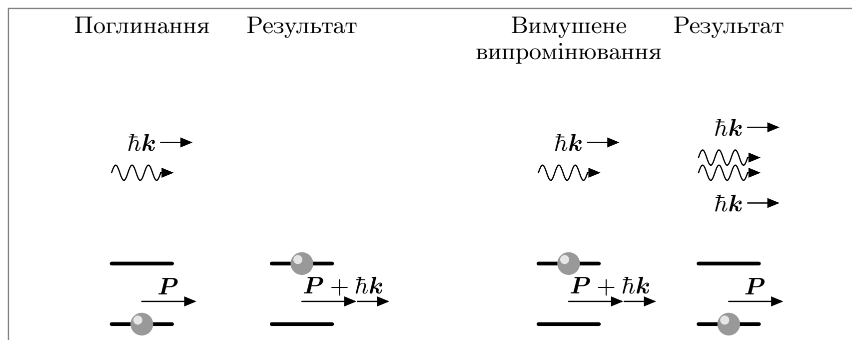
для невироджених основного та збудженого станів атома, де $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$ — час життя атома у збудженому стані, $\lambda = 2\pi/k$ — довжина хвилі лазерного випромінювання. Це максимальне значення сили

світлового тиску виникає завдяки участі спонтанного випромінювання у процесі формування сили, що діє на атом. Дійсно, поглинання кванта світла з частотою $\omega = 2\pi\nu$ призводить до передачі атому імпульсу $\hbar\boldsymbol{k}$, де $k = \omega/c$, а напрям $\boldsymbol{k}$ збігається з напрямом поширення біжучої хвилі. Якщо потім атом повертається в основний стан після вимушеного випромінювання фотона, його імпульс змінюється ще на $-\hbar\boldsymbol{k}$, так що результуюча зміна імпульсу дорівнює нулю (див. рис. 1, *а*). Якщо атом після поглинанням фотона повертається зі збудженого в основний стан зі спонтанним випромінюванням фотона (рис. 1, *б*), середня зміна імпульсу в цьому процесі завдяки випадковому напряму спонтанного випромінювання дорівнює нулю. Отже, за один цикл взаємодії атома з полем імпульс змінюється на $\hbar\boldsymbol{k}$. Беручи до уваги середній час життя атома у збудженому стані $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$ і те, що населеність основного стану атома за умови насиченого поглинання становить $1/2$, знаходимо вираз для сили світлового тиску (1), що діє на атом, як добуток населеності основного стану атома на відношення переданого атому імпульсу $\hbar k$ до середньої тривалості одного циклу взаємодії атома з полем τ_{sp}.

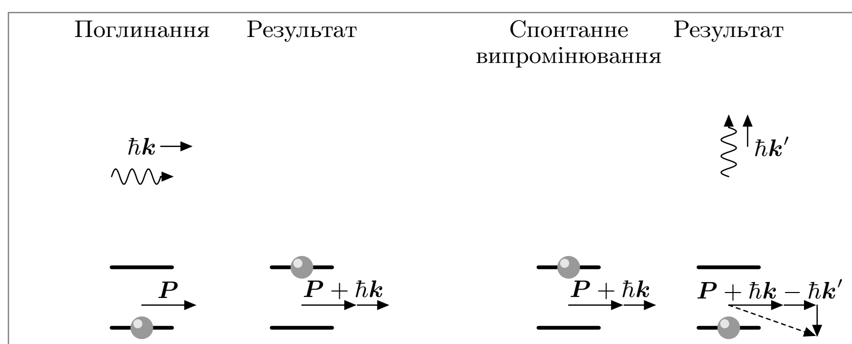
Значення сили світлового тиску у полі біжучої хвилі обмежується швидкістю спонтанного випромінювання, яке необхідне у даному разі для організації циклічної взаємодії атома з полем. Якщо ж атом взаємодіє з полем двох зустрічних біжучих хвиль, циклічна взаємодія з полем, яка призводить до передачі моменту від поля до атома, можлива й без участі спонтанного випромінювання, якщо за поглинанням фотона з однієї біжучої хвилі має місце вимушене випромінювання у зустрічну хвилю зі зміною імпульсу атома на $\Delta P = \hbar\boldsymbol{k} - (-\hbar\boldsymbol{k}) = 2\hbar\boldsymbol{k}$ (рис. 1, *в*).

Зараз розроблено нові схеми взаємодії атома з полем, в яких сила світлового тиску значно перевищує силу, що діє на атом у полі біжучої хвилі, вперше обчисленої А. Ашкіним. Ці схеми ґрунтуються на такій взаємодії атома з полем зустрічних хвиль, коли атом переважно поглинає світло з однієї із хвиль і випромінює в іншу. Оскільки швидкість поглинання і вимушеного випромінювання визначається інтенсивністю лазерного випромінювання, передача імпульсу від поля до атома може бути значно швидшою, ніж у випадку однієї біжучої хвилі, де цикл взаємодії поле—атом обмежується швидкістю спонтанного випромінювання зі збудженого стану.

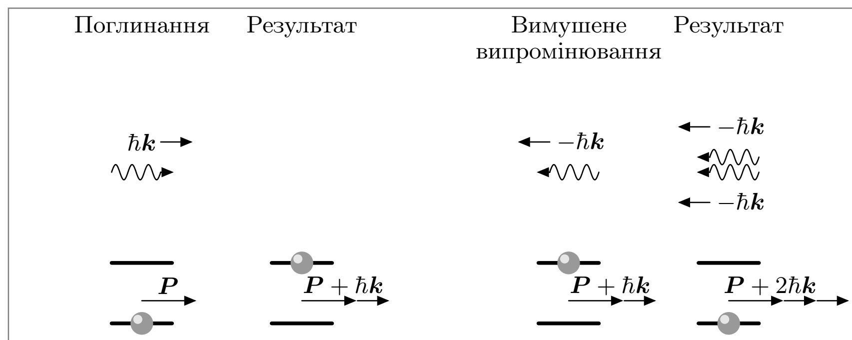
Перші пропозиції використання зустрічних хвиль для збільшення сили світлового тиску на атоми висловлені в 1974 р. А. П. Казанцевим [43] та І. Небенцалем і А. Шоке (I. Nebenzahl, A. Szöke) [52]. А. П. Казанцев запропонував використовувати послідовності зустрічних π-імпульсів. Унаслідок взаємодії атома з першим імпульсом він переходить у збуджений стан, поглинаючи фотон, зі зміною ім-



а



б



в

Рис. 1. Поглинання і наступне вимушене випромінювання фотона атомом у полі біжучої хвилі не змінює його імпульсу (a), поглинання і наступне спонтанне випромінювання фотона атомом у полі біжучої хвилі змінює його імпульс у середньому на $\hbar k$ ($б$), поглинання фотона атомом з однієї біжучої хвилі і наступне вимушене випромінювання у зустрічну біжучу хвилю змінює імпульс атома на $2\hbar k$ ($в$)

пульсу на $\hbar k$. Під час взаємодії із зустрічним імпульсом атом вимушено випромінює фотон зі зміною імпульсу ще на $\hbar k$. Якщо період повторення імпульсів становить T, то сила світлового тиску, що діє на атом, може сягати

$$F_{\pi\ max} = \frac{2\hbar k}{T}. \tag{2}$$

Пропозиція І. Небенцаля і А. Шоке [52], реалізована в праці [31], відрізняється від ідеї А. П. Казанцева [43] заміною π-імпульсів на послідовності зустрічних імпульсів зі змінною у часі частотою, що забезпечує швидке адіабатичне проходження через резонанс з поглинанням або вимушеним випромінюванням фотона зі зміною імпульсу атома на $2\hbar k$ потягом одного циклу взаємодії атома з полем; середня сила, що діє на атом, теж може сягати (2). Перевага цієї пропозиції — незначна чутливість сили до зміни параметрів лазерних імпульсів: їхньої амплітуди чи швидкості зміни несучої частоти. Поля зустрічних хвиль, які автори [43 і 52] запропонували для значного збільшення сили світлового тиску, що діє на атом, по суті, є частинними випадками амплітудно- і частотно-модульованих хвиль. Природно чекати аналогічної дії на атом зустрічних хвиль з довільним законом модуляції амплітуди чи (і) частоти, якщо поле однієї з хвиль повторює поле іншої з деяким запізненням.

У першу чергу цікаво було б проаналізувати дію на атом таких амплітудно- і частотно-модульованих хвиль, експериментальна реалізація яких видається найпростішою — біхроматичне поле двох стоячих хвиль, які можна розглядати як дві зустрічні амплітудно-модульовані хвилі, і частотно-модульовані хвилі з синусоїдальним законом модуляції.

Перша задача проаналізована А. П. Казанцевим та І. В. Красновим для випадку, коли одна із стоячих хвиль слабка, [44, 46] і авторами монографії для випадку, коли амплітуди обох стоячих хвиль однакові [53]. В останньому разі значна сила світлового тиску спостерігається в широкому, пропорційному різниці частот стоячих хвиль, діапазоні швидкостей, що важливо для практичних застосувань цієї схеми взаємодії атома з полем. У праці [54] вперше експериментально зареєстровано силу світлового тиску на атоми в біхроматичному полі двох стоячих хвиль; у праці [37] у цій схемі взаємодії атома з полем зареєстровано силу світлового тиску на атом, більшу за граничну силу в полі однієї біжучої хвилі (1). Пізніше ця сила інтенсивно досліджувалася як експериментально, так і теоретично іншими авторами [29,30,32,40,55–57], а у праці [33] побудована теорія, яка дозволяє знайти оптимальні параметри взаємодії атома з полем і пояснює залежність біхроматичної

сили від швидкості. Зареєстроване на сьогодні значення біхроматичної сили більше, ніж на 2 порядки перевищує F_{sp} [57].

Відзначимо цікаву пропозицію реалізації сили вимушеного світлового тиску у монохроматичному полі двох зустрічних лінійно-поляризованих хвиль з різним напрямом поляризації, що діє на атом у магнітному полі [38], яка показує, що в багаторівневій схемі взаємодії атома з полем, яка тут виникає внаслідок ефекту Зеємана (основний стан з повним моментом $J = 0$ і збуджений з $J = 1$), формування великої сили світлового тиску можливе і в монохроматичному полі.

Взаємодію атома з частотно-модульованими хвилями з невеликим індексом модуляції, який не забезпечує адіабатично швидкого проходження через резонанс з передачею імпульсу фотона $\hbar k$ атому, вперше було розглянуто в праці [58], де було показано, що взаємодія атома з полем зустрічних частотно-модульованих хвиль з невеликим індексом модуляції може призводити до формування сили світлового тиску, близької за порядком величини до (2).

В обох зазначених схемах взаємодії атома з зустрічними світловими хвилями необхідна умова формування вимушеної сили світлового тиску — часова затримка зустрічних хвиль, з якою одна з них повторює іншу в місці перебування атома.

Періодичний закон модуляції — не обов'язкова умова формування великої сили світлового тиску; значна сила може спостерігатися і за умови стохастичної модуляції амплітуди [59–61] чи фази [61–63].

Застосування згаданих вище схем взаємодії атома з полем не можна поширити на молекули — велика імовірність неповернення молекули у початковий стан після спонтанного випромінювання зі збудженого стану завдяки малій величині відповідного фактора Франка—Кондона призводить до того, що практично неможливо передати молекулі імпульс, більший ніж один імпульс фотона. Дещо покращує ситуацію взаємодія молекули з послідовностями коротких зустрічних імпульсів, якщо затримка між ними менше за час спонтанного випромінювання зі збудженого стану [64]. Реалізація цієї схеми взаємодії атомів натрію з лазерним випромінюванням дозволила передати 3% молекул (решту було втрачено в процесі спонтанного випромінювання) середній імпульс $20\hbar k$.

У монографії ми торкатимемося в основному досліджень, пов'язаних із застосуванням таких схем взаємодії атома з полем, де ключову роль відіграють вимушені переходи, які формують силу світлового тиску, велику порівняно з (1). Ми не розглядатимемо також, за невеликим винятком, питання, пов'язані із застосуванням світлового тиску для охолодженням атомів. Цей важливий і унікальний напрям фізики (який, на жаль, виходить за рамки монографії) сьогодні зі

сфери фундаментальних досліджень швидко переходить у практичну площину: охолоджені до наднизьких температур силами світлового тиску атоми застосовують у атомних інтерферометрах, атомних гравіметрах, квантових стандартах часу і частоти.

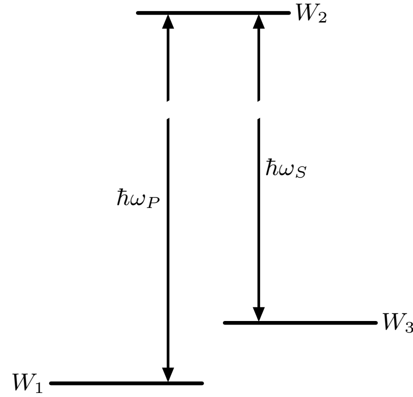


Рис. 2. Взаємодія атома з полем у процесі стимульованого адіабатичного проходження. Першим на атом діє стоксовий імпульс з частотою ω_S, другим — імпульс накачки з частотою ω_P. W_1, W_2, W_3 — енергії атома у станах відповідно 1, 2 і 3

Крім вивчення діючої на атом сили світлового тиску в полі лазерного випромінювання, формування якої нерозривно пов'язане з втратою когерентності в процесі взаємодії атома з полем, значний інтерес становить можливість передачі атому імпульсу певної, наперед заданої величини, без порушення когерентності. Когерентне розсіювання атомів та управління його імпульсом без порушення когерентності атомних станів [65–72] необхідні для атомної інтерферометрії, створення елементів атомної оптики, таких, як дзеркала та розщеплювачі атомних пучків. Значною мірою цитовані праці базуються на ідеї адіабатичної взаємодії атома з полем. Головна ідея цього підходу полягає в тому, щоб реалізувати таку схему взаємодії атома з полем, коли атом, перебуваючи весь час у одному з власних станів гамільтоніана, що описує його взаємодію з полем (це забезпечується повільністю зміни інтенсивності діючих на нього світлових імпульсів), змінює імпульс на певну, наперед задану величину. Якщо час взаємодії з полем значно менший за час життя атома у збудженому стані або збуджений стан, з якого можливі спонтанні переходи, не заселений, когерентність атомного стану зберігається. У найпростішому випадку трирівневої схеми взаємодії атома з полем (див. рис. 2) у процесі стимульованого раманівського адіабатичного проходження (СТИРАП) [73] атом, який спочатку перебуває у стані 1, поглинає фотон накачки з імпульсом $\hbar k_P$ і випромінює стоксів фотон з імпульсом $\hbar k_S$, переходячи у стан 3. Суттєво, що послідовність взаємодії атома з полем "протиприродна" — першим діє на атом стоксів імпульс, несуча частота ω_S якого збігається з частотою переходу $3 \to 2$. Потім, ще до того, як дія стоксового імпульсу припиниться, на атом починає діяти імпульс накачки, несуча частота ω_P якого збігається з частотою переходу $1 \to 2$. Він же останнім і припиняє діяти на атом. У кінці процесу атом переходить

у стан 3. Суттєво, що протягом всього часу взаємодії атома з полем стан 2 практично не заселяється. Якщо імпульс накачки і стоксів імпульс поширюються у протилежних напрямах, зміна імпульсу атома після закінчення взаємодії з полем становить $\hbar k_P + \hbar k_S$. У випадку, коли імпульс накачки і стоксів імпульс пов'язують між собою магнітні підрівні основного і збудженого станів атома, можливий перехід атома зі стану з проекцією моменту $M = -J$ у стан з $M = J$, де J — повний момент атома в основному стані, зі зміною імпульсу на $2J\hbar k$; імпульс накачки і стоксів імпульс мають при цьому однакову частоту і різну циркулярну поляризацію $\sigma^{\pm}$ [65]. Ця схема взаємодії атома з полем може бути застосована і для молекул [69].

У праці [74] розглянуто взаємодію дворівневого атома з короткими світловими імпульсами, що частково перекриваються у часі. Унаслідок цього атом перебуває в адіабатичному стані, який на початку взаємодії збігається з основним станом атома, а в кінці — з основним чи збудженим, але з імпульсом атома, зміненим на $n\hbar k$, де $\hbar k$ — імпульс фотона, n — ціле, яке може значно перевищувати одиницю. Результат взаємодії атома з полем для імпульсів великої площі малочутливий до невеликої зміни параметрів імпульсів, а значна зміна цих параметрів призводить до стрибкоподібної зміни результуючого імпульсу атома, причому ширина перехідної області зменшується зі зростанням тривалості взаємодії атома з полем. Аналогічну схему, але з імпульсами зі змінною у часі за лінійним законом несучою частотою, розглянуто в [75]. Як виявилося, чирпування частоти зменшує вимоги до інтенсивності лазерних імпульсів. В обох роботах результат чутливий до релаксації зі збудженого стану, і багатократне повторення процесу може призвести до втрати когерентності. Використання трирівневої схеми взаємодії атома з полем знімає це обмеження [76], хоча й збільшує вимоги до інтенсивності лазерних імпульсів.

У наступних розділах ми детальніше розглянемо формування вимушеного світлового тиску в світлових полях та теорію дискретної передачі імпульсу від поля до атома чи молекули.

РОЗДІЛ 1
ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ВЗАЄМОДІЇ АТОМІВ ЗІ СВІТЛОМ

Взаємодію атомів зі світлом ми будемо описувати у квазікласичному наближенні, вважаючи, що зміна стану атома описується квантовою механікою, а поле електромагнітної хвилі — класичною електродинамікою. Беручи до уваги високу інтенсивність лазерного випромінювання, цього наближення цілком достатньо для теоретичного опису сил світлового тиску і перенесення населеності між атомними станами, яким присвячено монографію.

Надалі, говорячи "атом", ми маємо на увазі і молекулу, якщо система, що розглядається, може бути реалізована також і для молекул.

У загальному випадку для опису взаємодії атома з полем слід враховувати велику кількість (у тому числі вироджених) енергетичних рівнів атома, різниця енергій яких близька до частоти лазерного випромінювання. В той же, час маючи на увазі прикладний характер завдання — керування рухом атомів, можна обрати частоту і поляризацію лазерного випромінювання таким чином, щоб взаємодію атома з полем можна було описати в рамках дворівневої моделі атома. Зараз перелік відповідних переходів в атомах і частот лазерного випромінювання добре відомий (див., наприклад, монографію [19]). У першу чергу це атоми лужних металів — Na, Rb, Cs, взаємодія яких з лазерним випромінюванням часто досліджується в експерименті [29, 30, 37, 39, 54, 56, 77–80], а також атом гелію [32, 57, 81]. Вивчаючи передачу імпульсу від поля до атома, ми користуватимемося також і трирівневою моделлю взаємодії атома з полем.

Далі в цьому розділі наведемо основні рівняння, які ми використовуватимемо для опису взаємодії атома з полем. У деяких задачах (взаємодія атома з двома короткими імпульсами світла) для обчислення стану атома після його взаємодії з полем можна знехтувати релаксаційними процесами під час дії світлових імпульсів, і процес взаємодії з полем можна описати рівнянням Шредінгера. Якщо ж спонтанне випромінювання відіграє значну роль у еволюції стану атома (час взаємодії атома з полем досить великий), то атом описуємо кван-

товим рівнянням Ліувілля[2]. Крім того, розглянемо поведінку атома в полях спеціального виду (короткі світлові імпульси, швидке адіабатичне проходження резонансу в полях імпульсів зі змінною у часі за лінійним законом частотою), необхідну для викладу отриманих авторами результатів у наступних розділах. Наведемо результати теорії Ландау—Зінера, необхідні для розуміння швидкого адіабатичного проходження, і методи моделювання флуктуацій (процеси Вінера—Леві та Орнштейна—Уленбека).

1.1. Рівняння Шредінгера

Нехай на атом діє електромагнітне поле. Вважаємо, що з усіх станів атома можна виділити підсистему станів $|1\rangle$, $|2\rangle$, $\ldots |N\rangle$, пов'язану електромагнітним полем. Це означає, що в полі присутні спектральні компоненти з частотами, близькими до частоти переходу з кожного з цих станів у принаймні один інший і дипольні моменти таких переходів відмінні від нуля. Якщо спонтанними переходами між цими станами можна знехтувати, то атом можна описати вектором стану $|\Psi(t)\rangle$. Еволюція $|\Psi(t)\rangle$ визначається рівнянням Шредінгера:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi(t)\right\rangle = H(t)\,\left|\Psi(t)\right\rangle, \tag{1.1}$$

де в гамільтоніані

$$H(t) = \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + H_0 + V(t) + \Gamma, \tag{1.2}$$

$\boldsymbol{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор імпульсу атома, m —його маса, H_0 — гамільтоніан атома з власними значеннями W_j та власними станами $|j\rangle$,

$$H_0|j\rangle = W_j|j\rangle, \qquad j = 1, \ldots, N, \tag{1.3}$$

N — кількість станів, що розглядаються, оператор $V(t)$ описує взаємодію атома з полем, а Γ відповідає за спонтанне випромінювання з переходом атома в інші, відмінні від $|1\rangle$, $|2\rangle$, $\ldots$, $|N\rangle$, стани[3]. Цим же

[2]Інші назви — рівняння для матриці густини, рівняння Неймана, оптичні рівняння Блоха.

[3]Вимога переходу зі станів $|1\rangle$, $|2\rangle$, $\ldots$, $|N\rangle$ тільки в інші стани, які не входять у сукупність $|1\rangle$, $|2\rangle$, $\ldots$, $|N\rangle$, обов'язкова для можливості опису еволюції вектора стану з врахуванням спонтанного випромінювання рівнянням Шредінгера [82–84]. Те, що гамільтоніан системи неермітовий, відповідає відсутності нормування вектора стану на одиницю — сума населеностей станів $|1\rangle$, $|2\rangle$, $\ldots$, $|N\rangle$ з часом зменшується. По суті, у цьому підході ми маємо справу з ефективним гамільтоніаном, який враховує континуум станів спонтанно випромінених фотонів, і саме континуум робить цей процес незворотним.

рівнянням ми описуватимемо і швидкоплинні процеси, коли членом Γ у (1.2) можна знехтувати. Розв'язок рівняння Шредінгера у базисі станів $|j\rangle$ має вигляд

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{j=1}^{N} c_j(t)|j\rangle, \tag{1.4}$$

де $c_j(t)$ — амплітуди станів $|j\rangle$. Вважаючи рух атома класичним, ми описуємо еволюцію його стану в системі відліку, з ним пов'язаній, користуючись гамільтоніаном

$$H(t) = H_0 + V(t) + \Gamma \tag{1.5}$$

(наближення *Рамана—Ната* [85]). Залежність переданого атому імпульсу чи діючої на нього сили від його швидкості в лабораторній системі відліку увійде в результат через зумовлену ефектом Доплера залежність частот світлових хвиль від швидкості атома.

1.1.1. Наближення обертової хвилі. Велика тривалість взаємодії атома з полем (ми не розглядаємо імпульси фемтосекундної тривалості) порівняно з оберненою частотою атомного переходу дозволяє перейти до "обертового" базису[4]:

$$|\psi_j(t)\rangle = e^{-i\zeta_j(t)}|j\rangle, \qquad j = 1, \ldots, N, \tag{1.6}$$

вектор стану в якому має вигляд

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{j=1}^{N} C_j(t)\,|\psi_j(t)\rangle\,. \tag{1.7}$$

Належний вибір довільних функцій $\zeta_j(t)$ дає можливість записати кожну амплітуду $C_j(t)$ у вигляді суми двох доданків, один з яких мало змінюються протягом часу, порівняного з оберненими несучими частотами електромагнітних хвиль, з якими взаємодіє атом, а інший осцилює з подвоєною частотою цих хвиль. Наближення обертової хвилі полягає у нехтуванні швидкоосцилюючими доданками і спрощує подальший аналіз взаємодії атома з полем [84, 87, 88].

1.1.2. Дворівнева модель атома. Розглянемо спочатку випадок, коли взаємодію атома з полем можна описати в межах дворівневої моделі станів атома. Вважаємо, що стани $|1\rangle$ та $|2\rangle$ — власні стани

[4]Описана нижче процедура еквівалентна переходу до обертового базису при вивченні явища магнітного резонансу [86].

гамільтоніана H_0, з яких можливі спонтанні переходи в інші, відмінні від $|1\rangle$ і $|2\rangle$ стани, зі швидкостями відповідно γ_1 і γ_2. Тоді у дипольному наближенні за напруженістю електричного поля $V(t) = -\boldsymbol{d}\mathcal{E}$ у базисі станів $|1\rangle$, $|2\rangle$ гамільтоніан набуває вигляду[5]:

$$H = \begin{bmatrix} W_1 - \frac{i}{2}\hbar\gamma_1 & -\boldsymbol{d}_{12}\mathcal{E} \\ -\boldsymbol{d}_{21}\mathcal{E} & W_2 - \frac{i}{2}\hbar\gamma_2 \end{bmatrix}. \tag{1.8}$$

де $\boldsymbol{d}_{12} = \langle 1|\boldsymbol{d}|2\rangle$, $\boldsymbol{d}_{21} = \langle 2|\boldsymbol{d}|1\rangle$, $\boldsymbol{d}$ — оператор дипольного моменту атома. У всіх випадках взаємодії атома з полем, які аналізуються в монографії, стан $|1\rangle$ — основний або метастабільний, так що значення γ_1 або дорівнює нулю, або дуже мале порівняно з оберненим часом взаємодії атома з полем. Надалі будемо вважати в гамільтоніані (1.8) $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$.

Оскільки фази хвильових функцій $|1\rangle$ і $|2\rangle$ довільні, без порушення загальності матричні елементи дипольного моменту вважаємо дійсними величинами.

1.1.3. Дворівневий атом у полі біжучої електромагнітної хвилі. Розглянемо спочатку взаємодію дворівневого атома з полем однієї біжучої хвилі (див. рис. 3). Вважаємо, що з часом може змінюватися як амплітуда $\boldsymbol{E}(t)$, так і фаза $\phi(t)$ електричного поля:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}(t)\cos(\omega t + \phi(t) - kz). \tag{1.9}$$

Тут ω — несуча частота поля. Вона визначається однозначно, якщо прийняти, що фаза не містить у собі лінійної за часом складової.

Без порушення загальності ми можемо обрати $W_1 = 0$, тоді $W_2 = \hbar\omega_0$, де ω_0 — частота атомного переходу. Підставляючи гамільтоніан (1.8) з полем (1.9) в рівняння Шредінгера (1.1) та обираючи

$$\begin{aligned} \zeta_1(t) &= -pz/\hbar, \\ \zeta_2(t) &= \omega t - pz/\hbar - kz + \phi(t) \end{aligned} \tag{1.10}$$

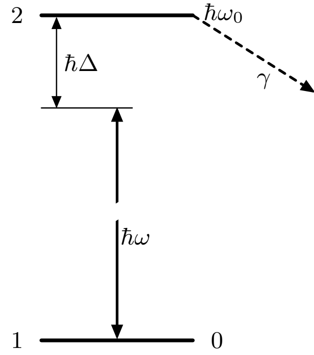


Рис. 3. Схема енергетичних рівнів атома, що взаємодіє з біжучою електромагнітною хвилею. Зліва — номер стану, справа — його енергія

[5] Див. примітку 3 на с. 18.

у обертовому базисі (1.6), знаходимо рівняння для амплітуд $C_1(t)$, $C_2(t)$ базисних станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$, які визначають вектор стану (1.7):

$$\begin{aligned} i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}C_1(t) &= -\tfrac{1}{2}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}(t)\left(1+\underline{\underline{e^{-2i[\omega t-kz+\phi(t)]}}}\right)C_2(t),\\ i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}C_2(t) &= -\tfrac{1}{2}\boldsymbol{d}_{21}\boldsymbol{E}(t)\left(1+\underline{\underline{e^{2i[\omega t-kz+\phi(t)]}}}\right)C_1(t)+\\ &\quad+\left(\Delta-\dot\phi(t)-\tfrac{1}{2}i\gamma\right)C_2(t), \end{aligned} \tag{1.11}$$

де $\Delta = \omega_0 - \omega$ — відстроювання частоти поля від частоти атомного переходу, $\dot\phi(t)$ — похідна від фази.

Зазначимо, що базисні функції $|\psi_1\rangle$ та $|\psi_2\rangle$ (1.6) — власні функції оператора імпульсу $\boldsymbol{p}$ з власним значенням z-компоненти імпульсу p та $p+\hbar k$ згідно з тим, що поглинання світлового кванта атомом призводить до його переходу у збуджений стан з одночасною зміною імпульсу атома на імпульс фотона $\hbar k$.

Нехай величина $\Omega(t) = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}(t)/\hbar$ (ми її вважаємо додатною) значно менша, ніж частота поля ω. Це припущення справедливе для всіх задач, які досліджуються в монографії. Тоді з (1.11) випливає, що підкреслені в (1.11) швидко осцилюючі доданки мало впливають на значення амплітуд $C_1(t)$, $C_2(t)$, що визначаються цими рівняннями (так зване наближення обертової хвилі, "rotating wave approximation"). Дійсно, проінтегруємо (1.11) на інтервалі $[t, t+\delta t]$ такому, що

$$\omega^{-1} \ll \delta t \ll \Omega_{\max}^{-1}, \tag{1.12}$$

де $\Omega_{\max}$ — максимальне значення $\Omega(t)$ протягом тривалості світлового імпульсу, і розділимо результат на δt. Візьмемо до уваги, що, в силу (1.12), значення амплітуд $C_1(t)$, $C_2(t)$ на цьому інтервалі мало змінюються, і їх можна винести з-під знака інтеграла. Унаслідок цього отримаємо

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{\delta C_1(t)}{\delta t} &= -\tfrac{1}{2}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}(t)\left(1-\underline{\underline{\frac{e^{2ikz-2i\omega t}}{2i\omega\delta t}\left\{e^{-2i[\omega\delta t+\phi(t+\delta t)]}-e^{-2i\phi(t)}\right\}}}\right)C_2(t),\\ i\hbar\frac{\delta C_2(t)}{\delta t} &= -\tfrac{1}{2}\boldsymbol{d}_{21}\boldsymbol{E}(t)\left(1+\underline{\underline{\frac{e^{2i\omega t-2ikz}}{2i\omega\delta t}\left\{e^{2i[\omega\delta t+\phi(t+\delta t)]}-e^{2i\phi(t)}\right\}}}\right)C_1(t)+\\ &\quad+\left(\Delta-\frac{\delta\phi(t)}{\delta t}-\frac{1}{2}i\gamma\right)C_2(t). \end{aligned} \tag{1.13}$$

Тут ми позначили $\delta C_1(t) = C_1(t+\delta t)-C_1(t)$, $\delta C_2(t) = C_2(t+\delta t)-C_2(t)$, $\delta\phi(t) = \phi(t+\delta t)-\phi(t)$. Беручи до уваги (1.12), бачимо, що підкресленими в (1.13) доданками можна знехтувати. Заміняючи відношення

скінченних різниць амплітуд і фази до δt на похідні, отримуємо рівняння Шредінгера (1.11) без підкреслених членів. По суті, наближення обертової хвилі означає, що в залежності амплітуд імовірності від часу ми нехтуємо малими доданками, які осцилюють з частотою 2ω. У цьому наближенні рівняння (1.11) набувають вигляду

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{bmatrix} = H_{RWA}(t)\begin{bmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{bmatrix}, \tag{1.14}$$

де

$$H_{RWA}(t) = \hbar\begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega(t) \\ \frac{1}{2}\Omega(t) & \Delta(t) - \frac{1}{2}i\gamma \end{bmatrix}. \tag{1.15}$$

Тут введено позначення $\Delta(t) = \Delta - \dot{\phi}(t)$ для відстроювання миттєвої частоти лазерного випромінювання $\omega + \dot{\phi}(t)$ від резонансу з частотою атомного переходу ω_0.

Еквівалентне (1.14) рівняння Шредінгера для вектора стану

$$|\Psi(t)\rangle = C_1(t)\,|\psi_1(t)\rangle + C_2(t)\,|\psi_2(t)\rangle \tag{1.16}$$

має вигляд

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\,|\Psi(t)\rangle = H(t)\;|\Psi(t)\rangle\,, \tag{1.17}$$

де

$$H(t) = \tfrac{1}{2}\hbar\Omega(t)\Big[|\psi_1(t)\rangle\,\langle\psi_2(t)| + |\psi_2(t)\rangle\,\langle\psi_1(t)|\Big] + \\ + \hbar\left(\Delta(t) - \tfrac{1}{2}i\gamma\right)|\psi_2(t)\rangle\,\langle\psi_2(t)|\,. \tag{1.18}$$

Врахування підкреслених в (1.11) членів призводить до зміни діагональних елементів в (1.15) на величини різного знака порядку $\hbar\Omega(t)^2/\omega$ (зсув Блоха—Зігерта [89]).

1.1.3.1. Осциляції Рабі, π-імпульси. Перш за все розглянемо резонансну взаємодію атома зі світловим імпульсом $\Delta(t) = 0$, тривалість якого τ значно менша від часу спонтанного випромінювання зі збудженого стану ($\gamma\tau \ll 1$). У цьому разі, нехтуючи у гамільтоніані (1.15) членом, що містить у собі γ, і вводячи $\vartheta(t) = \int_{t_0}^{t}\Omega(t')\,dt'$ [$\vartheta(\infty) = \Theta$ — “площа” імпульсу, t_0 — момент початку дії світла на атом], отримуємо рівняння

$$\frac{\partial}{\partial\vartheta}C_1 = -\tfrac{1}{2}iC_2, \qquad \frac{\partial}{\partial\vartheta}C_2 = -\tfrac{1}{2}iC_1. \tag{1.19}$$

Тут ми розглядаємо C_1 та C_2 як функції ϑ. Нехай до взаємодії з полем атом перебував у стані $|\psi_1(t)\rangle$. Тоді з (1.19) випливає, що амплітуди імовірності знайти атом у станах $|\psi_1(t)\rangle$ та $|\psi_2(t)\rangle$ мають вигляд

$$C_1(t) = \cos\tfrac{1}{2}\vartheta(t), \qquad C_2(t) = -i\sin\tfrac{1}{2}\vartheta(t), \tag{1.20}$$

що дає для вектора стану вираз

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\left(\tfrac{1}{2}\vartheta(t)\right)|\psi_1(t)\rangle - i\sin\left(\tfrac{1}{2}\vartheta(t)\right)|\psi_2(t)\rangle\,. \tag{1.21}$$

Відповідні $C_1(t)$, $C_2(t)$ значення імовірностей $N_1(t) = |C_1(t)|^2$, $N_2(t) = |C_2(t)|^2$ знайти атом у станах $|\psi_1(t)\rangle$ та $|\psi_2\rangle\,(t)$, які ми надалі називатимемо населеностями цих станів[6], дорівнюють відповідно

$$N_1(t) = \tfrac{1}{2}\left(1+\cos\vartheta(t)\right), \qquad N_2(t) = \tfrac{1}{2}\left(1-\cos\vartheta(t)\right). \tag{1.22}$$

Якщо амплітуда напруженості поля не залежить від часу, $\Omega(t) = \Omega_0$, то $\vartheta(t) = \Omega_0 t + \vartheta_0$ і населеності атомних станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$ осцилюють з частотою Ω_0 — частотою Рабі [84, 88]. У подальшому ми величини розмірності частоти типу $\Omega(t) = -d_{12}E(t)/\hbar$, що характеризують взаємодію атома з полем, будемо теж називати "частотою Рабі", маючи на увазі тільки що розглянуте явище осциляцій населеностей у постійному резонансному полі, хоч насправді ніяких осциляцій населеностей станів атома у явищах, про які йтиметься далі, може і не бути.

Після закінчення взаємодії атома з полем населеності станів $|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$ дорівнюють відповідно

$$N_1(\infty) = \tfrac{1}{2}\left(1+\cos\Theta\right), \qquad N_2(\infty) = \tfrac{1}{2}\left(1-\cos\Theta\right), \tag{1.23}$$

де $\Theta = \vartheta(\infty)$ — площа імпульсу. Якщо $\Theta = \pi$ (π — імпульси), атом із основного стану переходить у збуджений зі зміною імпульсу на $\hbar k$ у напрямі поширення електромагнітної хвилі.

1.1.3.2. Взаємодія атома з полем у адіабатичному наближенні. Розглянемо тепер взаємодію атома з полем у випадку, коли характерний час зміни $\Omega(t)$, $\dot{\phi}(t)$ в (1.15) великий порівняно з характерним значенням $\Omega(t)$ [84, 88, 90]. В той же час вважаємо, що він малий порівняно з часом спонтанного випромінювання атома зі збудженого стану γ^{-1}. Вважаємо також, що тривалість взаємодії атома з полем τ значно менша за час спонтанного випромінювання зі

[6] За визначенням (1.6) такі ж імовірності знайти атом у станах $|1\rangle$, $|2\rangle$.

збудженого стану, $\gamma\tau \ll 1$, так що спонтанним випромінюванням можна знехтувати. Ортонормовані власні стани $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$ і власні значення $\hbar\lambda_j(t)$ гамільтоніана визначаються рівнянням

$$H\boldsymbol{b}^{(j)}(t) = \hbar\lambda_j(t)\boldsymbol{b}^{(j)}(t), \tag{1.24}$$

де H визначається (1.15). Розв'язуючи його, знаходимо власні стани

$$\begin{aligned} \boldsymbol{b}^{(1)}(t) &= \begin{bmatrix} b_1^{(1)}(t) \\ b_2^{(1)}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\eta(t) \\ \cos\eta(t) \end{bmatrix}, \\ \boldsymbol{b}^{(2)}(t) &= \begin{bmatrix} b_1^{(2)}(t) \\ b_2^{(2)}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\eta(t) \\ -\sin\eta(t) \end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{1.25}$$

де введено кут

$$\eta(t) = \frac{1}{2}\operatorname{arcctg}\frac{\Delta(t)}{\Omega(t)}. \tag{1.26}$$

Відповідні власним станам власні значення гамільтоніана дорівнюють

$$\hbar\lambda_1(t) = \frac{\hbar}{2}\Omega(t)\operatorname{ctg}\eta, \qquad \hbar\lambda_2(t) = -\frac{\hbar}{2}\Omega(t)\operatorname{tg}\eta. \tag{1.27}$$

Власні стани $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$ визначають адіабатичний базис:

$$\begin{aligned} \left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle &= \sin\eta(t)\left|\psi_1(t)\right\rangle + \cos\eta(t)\left|\psi_2(t)\right\rangle, \\ \left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle &= \cos\eta(t)\left|\psi_1(t)\right\rangle - \sin\eta(t)\left|\psi_2(t)\right\rangle, \end{aligned} \tag{1.28}$$

в якому вектор стану $|\Psi\rangle$ має вигляд

$$|\Psi\rangle = \sum_{j=1}^{2} a_j(t)\exp\left(-i\int_{-t_0}^{t}\lambda_j(t')\,dt'\right)\left|\boldsymbol{b}^{(j)}(t)\right\rangle. \tag{1.29}$$

Тут t_0 — момент початку взаємодії атома з полем. Враховуючи (1.28) і нехтуючи спонтанним випромінюванням, гамільтоніан (1.18) можна записати у вигляді

$$H(t) = \tfrac{1}{2}\hbar\Omega(t)\left[\operatorname{ctg}\eta\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle\left\langle\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right| - \operatorname{tg}\eta\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle\left\langle\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right|\right]. \tag{1.30}$$

Рівняння для коефіцієнтів $a_j(t)$ у розкладі вектора стану за адіабатичним базисом (1.29) отримаємо з рівняння Шредінгера (1.17) з

гамільтоніаном (1.30), підставляючи в нього хвильову функцію у вигляді (1.29). Беручи до уваги ортонормованість $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$, знаходимо

$$
\begin{aligned}
\dot{a}_1(t) &= -a_2(t) e^{-i\int_{t_0}^{t}\left[\lambda_2(t')-\lambda_1(t')\right]dt'} \sum_{n=1}^{2} b_n^{(1)}(t)\dot{b}_n^{(2)}(t), \\
\dot{a}_2(t) &= -a_1(t) e^{i\int_{t_0}^{t}\left[\lambda_2(t')-\lambda_1(t')\right]dt'} \sum_{n=1}^{2} b_n^{(2)}(t)\dot{b}_n^{(1)}(t).
\end{aligned} \tag{1.31}
$$

Очевидно, завдяки осцилюючим експоненціальним множникам у цих рівняннях за умови повільної зміни $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$ (1.25) і $\hbar\lambda_j(t)$ (1.27) з часом амплітуди $a_1(t)$, $a_2(t)$ станів $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$ від часу практично не залежать (адіабатична теорема [91]) і, якщо атом до початку взаємодії з полем перебував у одному з $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$ станів, то він буде в ньому перебувати і протягом всього часу взаємодії з полем. У простій формі умова адіабатичності може бути записана у вигляді [91, с. 247]:

$$
\left| \frac{\text{максимальна швидкість зміни } \boldsymbol{b}^{(j)}(t)}{\text{мінімальне значення } |\lambda_1(t)-\lambda_2(t)|} \right| \ll 1, \qquad j = 1, 2. \tag{1.32}
$$

Насправді ця умова адіабатичності занадто сильна, але має ту перевагу, що нею просто користуватися. Очевидно, її виконання можна досягти, збільшуючи інтенсивність лазерних полів (що призведе до збільшення $|\lambda_1(t) - \lambda_2(t)|$) або збільшуючи тривалість лазерних імпульсів.

Базис власних станів гамільтоніана (або базис адіабатичних станів) зручний для аналізу взаємодії атома з полем у випадку повільної зміни параметрів світлових полів, коли населеності адіабатичних станів майже не змінюються з часом.

1.1.3.3. Осциляції Рабі як інтерференція адіабатичних станів. Нехай на атом діє поле зі сталою амплітудою, так що $\Omega(t) = \Omega_0$, і частотою, резонансною до частоти переходу в атомі ($\Delta = 0$). Вважаємо також, що фаза поля $\phi(t)$ незмінна з часом, а час взаємодії атома з полем малий порівняно з γ^{-1}. З означення $\eta(t)$ (1.26) випливає, що у цьому разі $\eta = \pi/4$, так що

$$
\boldsymbol{b}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \tag{1.33}
$$

Вирази для $\lambda_1(t)$ і $\lambda_2(t)$ (1.27) мають вигляд

$$
\lambda_1(t) = \tfrac{1}{2}\Omega_0, \qquad \lambda_2(t) = -\tfrac{1}{2}\Omega_0. \tag{1.34}
$$

Нехай атом в момент часу t_0 перебуває в стані $|\psi_1(t)\rangle$. Тоді $a_1(t_0) = a_2(t_0) = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Оскільки $\boldsymbol{b}^{(1)}$, $\boldsymbol{b}^{(2)}$ з часом не змінюються, умова адіабатичності (1.32) виконана, і $a_1(t) = a_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Тоді з (1.29) і (1.33), (1.34) випливає вираз для вектора стану

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \frac{e^{-\frac{i}{2}\Omega_0(t-t_0)}}{2}\left|\boldsymbol{b}^{(1)}\right\rangle + \frac{e^{\frac{i}{2}\Omega_0(t-t_0)}}{2}\left|\boldsymbol{b}^{(2)}\right\rangle = \\ &= \cos\tfrac{1}{2}\Omega_0(t-t_0)\,|\psi_1\rangle - i\sin\tfrac{1}{2}\Omega_0(t-t_0)\,|\psi_2\rangle\,, \end{aligned} \tag{1.35}$$

який збігається з виразом (1.21), отриманим з аналізу взаємодії світла з атомом у базисі власних станів атома $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$. Наявність тільки першого чи тільки другого доданка в середній частині (1.35) дає незмінну з часом населеність станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$, і тільки їх сума призводить до осциляцій населеностей цих станів з частотою Рабі. Таким чином, осциляції Рабі можна інтерпретувати як інтерференцію двох адіабатичних станів.

1.1.3.4. Адіабатично швидке проходження резонансу. Знову розглянемо взаємодію атома з полем зі сталою амплітудою, так що $\Omega(t) = \Omega_0$, і відстроюванням $\Delta = 0$. Час взаємодії атома з полем малий порівняно з γ^{-1}, так що спонтанним випромінюванням зі стану $|\psi_2(t)\rangle$ можна знехтувати. На цей раз вважаємо, що фаза поля $\phi(t)$ пропорційна квадрату часу, що дає

$$\dot{\phi}(t) = \mu\, t, \tag{1.36}$$

де μ — стала величина. Для визначеності будемо вважати $\mu > 0$. Тоді гамільтоніан (1.15), що описує взаємодію атома з полем, має вигляд

$$H(t) = \hbar \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega_0 \\ \frac{1}{2}\Omega_0 & -\mu t \end{bmatrix}. \tag{1.37}$$

Адіабатичні стани $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$ визначаються

$$\begin{aligned} \boldsymbol{b}^{(1)}(t) &= \begin{bmatrix} b_1^{(1)}(t) \\ b_2^{(1)}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\eta(t) \\ \cos\eta(t) \end{bmatrix}, \\ \boldsymbol{b}^{(2)}(t) &= \begin{bmatrix} b_1^{(2)}(t) \\ b_2^{(2)}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\eta(t) \\ -\sin\eta(t) \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{1.38}$$

з

$$\eta(t) = \frac{1}{2}\,\mathrm{arcctg}\,\frac{-\mu t}{\Omega_0}, \tag{1.39}$$

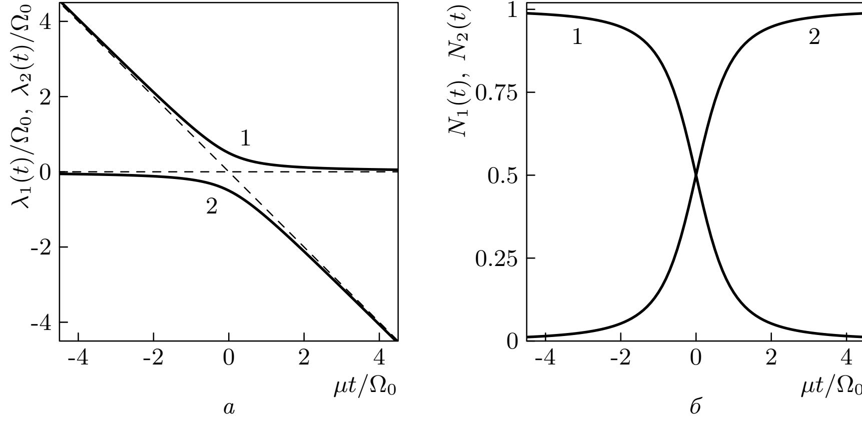


Рис. 4. Залежності власних значень гамільтоніана (1.37) в одиницях $\hbar\Omega_0$ (*а*) і населеностей станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$ у випадку, коли атом перебуває в адіабатичному стані $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$, (*б*) від часу в одиницях Ω_0/μ

а відповідні їм власні значення гамільтоніана дорівнюють

$$\hbar\lambda_j(t) = \frac{\hbar}{2}\left(-\mu t \pm \sqrt{\mu^2 t^2 + \Omega_0^2}\right). \tag{1.40}$$

Індекс $j = 1$ відповідає верхньому знаку в (1.40), $j = 2$ — нижньому.

Часові залежності значень $\lambda_1(t)$, $\lambda_2(t)$ і населеностей $N_1(t) = \left|b_1^{(2)}(t)\right|^2$, $N_2(t) = \left|b_2^{(2)}(t)\right|^2$ станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$, які формують адіабатичний стан $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$, показано відповідно на рис. 4, *а*, *б*.

На початку взаємодії атома з полем $(t \to -\infty)$ $\eta(-\infty) = 0$, в кінці $(t \to \infty)$ — $\eta(\infty) = \pi/2$, тому

$$\begin{aligned} \boldsymbol{b}^{(1)}(-\infty) &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)}(-\infty) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \\ \boldsymbol{b}^{(1)}(+\infty) &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)}(+\infty) = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{1.41}$$

Вважаємо, що до взаємодії з полем атом перебуває у стані $|\psi_1\rangle$. З (1.41) видно, що $|\psi_1\rangle = \left|\boldsymbol{b}^{(2)}(-\infty)\right\rangle$. Якщо умова адіабатичності (1.32), яка в даному разі має вигляд

$$\mu \ll \Omega_0^2, \tag{1.42}$$

виконана, атом протягом всього часу взаємодії з полем перебуває в адіабатичному стані $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$. Крива 1 на рис. 4, *б* показує зменшення населеності стану $|\psi_1(t)\rangle$ з часом, крива 2 — зростання населеності стану

$|\psi_2(t)\rangle$ у цьому разі. Після закінчення взаємодії з полем ($t \to \infty$) він збігається з $|\psi_2(t)\rangle$, і як наслідок, відбувається перенесення населеності $|\psi_1(t)\rangle \to |\psi_2(t)\rangle$. Крім виконання умови адіабатичності, для ефективного перенесення населеності треба, щоб тривалість взаємодії атома з полем була незначною порівняно з часом життя γ^{-1} атома у збудженому стані [84, 88]. Хоча ми розглядаємо нескінченний час взаємодії атома з полем, реальний час, протягом якого поле ефективно впливає на населеності атомних станів, визначається з вимоги, щоб динамічне відстроювання частоти поля $\dot{\phi}(t) = \mu t$ від резонансу не набагато перевищувало частоту Рабі Ω_0. Як наслідок, крім (1.42), для ефективного перенесення населеності в процесі швидкого адіабатичного проходження резонансу повинна виконуватися також умова

$$\Omega_0 \gamma \ll \mu. \tag{1.43}$$

Критерії (1.42) і (1.43) сумісні за очевидної вимоги $\Omega_0 \gg \gamma$.

Якщо умова (1.42) не виконується, то імовірність переходу між адіабатичними станами $\boldsymbol{b}_1(t)$ і $\boldsymbol{b}_2(t)$ (перехід Ландау—Зінера [92, 93]) відмінна від нуля. Цей перехід відбувається поблизу $t = 0$, де різниця $|\lambda_1(t) - \lambda_1(t)|$ найменша. Згідно з результатами праці [92], за час взаємодії атома з полем імовірність переходу атома зі стану $\boldsymbol{b}_2(t)$ у стан $\boldsymbol{b}_1(t)$ для гамільтоніана (1.37) дорівнює

$$P = \exp\left(-\frac{\pi\,\Omega_0^2}{2\,|\mu|}\right), \tag{1.44}$$

що дозволяє знайти населеність стану $|\psi_2\rangle$ після закінчення взаємодії атома з полем:

$$N_2(-\infty) = 1 - P. \tag{1.45}$$

Розглянемо тепер перенесення населеності у полі світлового імпульсу гауссової форми:

$$\Omega(t) = \Omega_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \tag{1.46}$$

з площею $\Theta = \sqrt{\pi}\Omega_0\tau$, $\Delta = 0$ і змінною за лінійним законом похідною від фази

$$\dot{\phi}(t) = \mu\, t \tag{1.47}$$

(імпульс з чирпованою частотою). Гамільтоніан, що описує атом у полі імпульсу, має вигляд

$$H(t) = \hbar \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega(t) \\ \frac{1}{2}\Omega(t) & -\mu t \end{bmatrix}, \tag{1.48}$$

Адіабатичні стани $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$ визначаються (1.38) з

$$\eta(t) = \frac{1}{2}\operatorname{arcctg}\frac{-\mu t}{\Omega(t)}. \tag{1.49}$$

Відповідні власним станам власні значення гамільтоніана дорівнюють

$$\hbar\lambda_j(t) = \frac{\hbar}{2}\left(-\mu t \pm \sqrt{\mu^2 t^2 + \Omega(t)^2}\right). \tag{1.50}$$

Індекс $j = 1$ відповідає верхньому знаку в (1.50), $j = 2$ — нижньому. Вважаємо, як і раніше, що до початку взаємодії з полем атом перебував у стані $|\psi_1(t)\rangle$. Розглянемо, як змінюються населеності станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$ зі зростанням μ. Як тільки μ стає відмінним від нуля, $\left|\boldsymbol{b}_1^{(1)}(\pm\infty)\right\rangle$ та $\left|\boldsymbol{b}_2^{(1)}(\pm\infty)\right\rangle$ збігаються з одним зі станів $|\psi_1(\pm\infty)\rangle$ чи $|\psi_2(\pm\infty)\rangle$. Будемо для визначеності вважати $\mu > 0$. Тоді

$$\begin{aligned} \boldsymbol{b}^{(1)}(-\infty) &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)}(-\infty) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \\ \boldsymbol{b}^{(1)}(+\infty) &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)}(+\infty) = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{1.51}$$

Звідси видно, що до взаємодії з полем ($t \to -\infty$) населеність стану $|\psi_1(t)\rangle$ атома збігається з населеністю адіабатичного стану $\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle$. Після закінчення взаємодії з полем ($t \to \infty$) нас цікавить населеність стану $|\psi_2(t)\rangle$, яка, згідно з (1.41), знову ж таки збігається з населеністю стану $\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle$.

Для невеликих μ на початку і в кінці взаємодії атома з полем еволюція його стану неадіабатична, оскільки різниця $\lambda_1(t) - \lambda_2(t)$ невелика, критерій адіабатичної еволюції (1.32) не виконується, і перенесення населеності незначне. Тут стан атома описується суперпозицією двох адіабатичних станів. Зі зростанням μ досягаємо таких його значень, що еволюція стану атома стає адіабатичною протягом часу, коли діюче на атом поле суттєво впливає на його стан ($|t| \lesssim \Omega_0/\mu$). Як наслідок імовірність перенесення населеності $|\psi_1(t)\rangle \to |\psi_2(t)\rangle$ близька до одиниці. Ще більше збільшення μ (дуже швидке проходження резонансу) знову приводить до неадіабатичності взаємодії атома з полем.

На рис. 5 показано залежності населеності збудженого стану $N_2(t) = |C_2(t)|^2$ і населеностей $|a_1(t)|^2$, $|a_2(t)|^2$ власних станів $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$ гамільтоніана (1.15), отримані чисельним інтегруванням рівняння Шредінгера, та значень $\lambda_1(t)$, $\lambda_2(t)$ від часу для різних μ. З рис. 5, *а* видно, що практично 100 % перенесення населеності з основного у збуджений стан досягається у широкому діапазоні значень μ (від $0{,}02\,\Omega_0^2$ до $0{,}2\,\Omega_0^2$). Тут же наведено обчислену з (1.25) населеність збудженого стану $|\psi_2(t)\rangle$ (кружечки), виходячи з припущення, що атом увесь час перебуває в адіабатичному стані $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$. Як видно, її часова за-

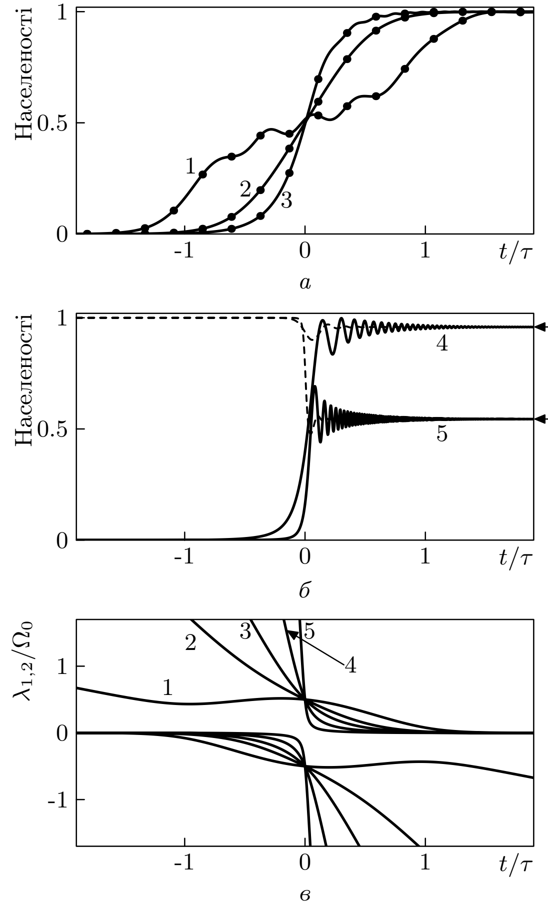


Рис. 5. Залежність населеності $N_2(t) = |C_2(t)|^2$ збудженого стану $|\psi_2(t)\rangle$ від часу в одиницях τ для випадку взаємодії атома зі світловим імпульсом з обвідною (1.46) та фазою, що описується рівнянням (1.36) (*а*, *б* — суцільні лінії), знайдена чисельним інтегруванням рівняння Шредінгера; залежності населеностей $|a_1(t)|^2$, $|a_2(t)|^2$ адіабатичних станів $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$ (*б* — штрихова лінія) та власних значень гамільтоніана (1.48) $\hbar\lambda_1(t)$ (додатні значення), $\hbar\lambda_2(t)$ (від'ємні значення) в одиницях $\hbar\Omega_0$ (частина *в* рисунку), обчислені за формулами (1.25), (1.27). Кружечки (*а*) показують величину $|b_2^{(2)}(t)|^2$. Площа імпульсу $\theta = 10\pi$. Значення μ: $0{,}02\,\Omega_0^2$ (1), $0{,}1\,\Omega_0^2$ (2), $0{,}2\,\Omega_0^2$ (3), $0{,}5\,\Omega_0^2$ (4), $2\,\Omega_0^2$ (5)

лежність практично збігається з кривими, отриманими з чисельного розв'язання рівняння Шредінгера. Подальше збільшення швидкості проходження резонансу знову призводить до порушення умови адіабатичності — швидкість зміни $\lambda_1(t) - \lambda_2(t)$ поблизу моменту часу $t = 0$ (див. рис. 5, *в*) та власних станів гамільтоніана зростає і умова адіабатичності (1.32) порушується. Як наслідок імовірність переходу між станами $\boldsymbol{b}_1(t)$ та $\boldsymbol{b}_2(t)$ зростає і населеність стану $|\psi_2(t)\rangle$ зменшується (див. рис. 5, *б*).

Результати обчислення N_2 за (1.44), (1.45) для параметрів кривих 4 і 5 (відповідно 0,96 і 0,54), позначені стрілками на рис. 5, *б*, збігаються зі значенням N_2, отриманим чисельним інтегруванням рівняння Шредінгера. Зіставляючи штрихові криві (див. рис. 5, *б*), що показують зміну населеності адіабатичних станів, з кривими 4 і 5 (рис. 5 *в*), ба-

чимо, що переходи Ландау—Зінера відбуваються на ділянці зближення власних значень гамільтоніана (1.48).

Беручи до уваги, що для близької до одиниці імовірності перенесення населеності $|\psi_1(t)\rangle \to |\psi_2(t)\rangle$ час проходження резонансу ($\sim \Omega_0/\mu$) повинен бути малим порівняно з часом спонтанного випромінювання γ^{-1} і не малим порівняно з тривалістю лазерного імпульсу τ, а також повинен виконуватися критерій адіабатичності (1.42), отримуємо критерій адіабатичного швидкого проходження резонансу у випадку збудження атома імпульсом з чирпованою частотою:

$$\begin{aligned} &\Omega_0/\tau \lesssim \mu, \\ &\Omega_0\gamma \ll \mu \ll \Omega_0^2. \end{aligned} \tag{1.52}$$

Друге рівняння (1.52) збігається з критерієм швидкого адіабатичного проходження у випадку поля незмінної з часом амплітуди (1.42, 1.43), а перше — враховує обмеження на параметри світлового імпульсу, зумовлені його тривалістю. Для імпульсів площі $\Theta = 10\pi$ з критерію (1.52) отримуємо умову $0{,}056\Omega_0^2 \lesssim \mu \ll \Omega_0^2$, що добре корелює зі значеннями μ в інтервалі [0,02…0,2], для яких імовірність перенесення населеності $|\psi_1(t)\rangle \to |\psi_2(t)\rangle$ близька до одиниці.

Зазначимо, що імпульс атома у стані $|\psi_2(t)\rangle$ відрізняється згідно з (1.6) та (1.10) від імпульсу у стані $|\psi_1(t)\rangle$ на величину імпульсу фотона $\hbar k$ у напрямі поширення електромагнітної хвилі.

Експериментально явище швидкого адіабатичного проходження в оптичному діапазоні вперше спостерігалося в молекулі NH_3 під час дії на неї імпульсу випромінювання CO_2 лазера з довжиною хвилі 10,35 мкм в [94]. Замість лінійної з часом зміни частоти лазерного випромінювання змінювалася з часом частота переходу за допомогою електричного імпульсу (ефект Штарка). Пізніше аналогічний експеримент був зроблений з чирпуванням частоти лазерного випромінювання [95]. В [96] аналізувалося, а в [97, 98] спостерігалося перенесення населеності при проходженні миттєвої частоти лазерного імпульсу через резонанс з двофотонним переходом.

Цікава реалізація чирпування частоти в експериментах з перенесення населеності при швидкому адіабатичному проходженні в молекулярному пучку, неортогональному до напряму поширення лазерного променя [99–101]. Лазерний промінь фокусувався так, що фокус лежав поза віссю пучка. Унаслідок відстроювання частоти лазерного випромінювання від частоти переходу для атома з поздовжньою проекцією швидкості на напрям лазерного променя завдяки ефекту Доплера змінюється за лінійним за часом законом. Детальніший огляд праць, де спостерігалося явище швидкого адіабатичного проходження з різними методами реалізації чирпування частоти наведено, наприклад, в огляді [102].

Для лазерних імпульсів наносекундної тривалості, застосування яких для управління станом атомів чи молекул привабливе з огляду на високу інтенсивність лазерних імпульсів та досить велику їх тривалість, методи чирпування частоти поки що не достатньо розроблені. У цьому разі швидке адіабатичне проходження резонансу може бути реалізовано за допомогою допоміжного лазерного імпульсу з частотою, далекою від резонансу [103, 104], який призводить до штарківського зсуву енергетичних рівнів атома, і за умови належно обраної затримки між світловими імпульсами забезпечує ефективне перенесення населеності між станами атома у процесі швидкого адіабатичного проходження.

1.1.3.5. Адіабатичне повернення населеності. Розглянемо тепер випадок сталої фази ($\dot{\phi}(t) = 0$) і нерезонансної взаємодії атома з полем за умови $\Delta > 0$ (випадок $\Delta < 0$ розглядається аналогічно). У кінці взаємодії атома з полем у цьому разі власні значення і власні вектори гамільтоніана (1.15) такі ж, як і на початку:

$$\hbar\lambda_1(\pm\infty) = \hbar\Delta, \qquad \hbar\lambda_2(\pm\infty) = 0 \tag{1.53}$$

$$\boldsymbol{b}^{(1)}(\pm\infty) = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{b}^{(2)}(\pm\infty) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{1.54}$$

Таким чином, якщо атом до взаємодії з полем перебував в основному стані (тобто в адіабатичному стані, позначеному верхнім індексом 2), то після закінчення взаємодії з полем за умови адіабатичності, яка у даному разі має вигляд

$$|\Delta|\tau \gg 1, \tag{1.55}$$

атом повертається в цей же стан.

Явища адіабатично швидкого проходження резонансу у полі світлового імпульсу зі змінною у часі за лінійним законом частотою та адіабатичного повернення населеності — ілюстрація до низки проблем, яким присвячено монографію. Основний аргумент для вивчення і практичного використання адіабатичних процесів взаємодії атома з полем — нечутливість чи незначна чутливість результату взаємодії до параметрів світлових імпульсів.

1.1.4. Дворівневий атом у полі двох зустрічних електромагнітних хвиль. Маючи на увазі в подальшому вивчення зміни імпульсу атома у полі зустрічних світлових імпульсів:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = \boldsymbol{E}_+(t)\cos\left(\omega_+ t + \phi_+(t) - k_+ z\right) + \\ + \boldsymbol{E}_-(t)\cos\left(\omega_- t + \phi_-(t) + k_- z\right), \end{aligned} \tag{1.56}$$

де індекси $_+$ та $_-$ вказують на напрям поширення цих імпульсів, розглянемо схему взаємодії атома з полем, показану на рис. 6.

Енергію основного стану обрано $W_1 = 0$, а енергію збудженого стану $W_2 = \hbar\omega_0$ записано через частоту ω_0 переходу $|1\rangle \to |2\rangle$. У наведеній схемі взаємодії атома з полем передбачається можливість відмінності несучих частот двох зустрічних хвиль з різницею $\delta = \omega_+ - \omega_-$.

Оскільки актуальними можуть бути лише дуже малі, порівняно з частотою переходу, відстроювання:

$$\Delta_\pm = \omega_0 - \omega_\pm \tag{1.57}$$

від резонансу, ми надалі покладемо

$$k_+ = k_- = k. \tag{1.58}$$

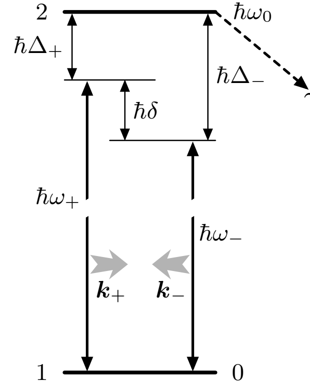


Рис. 6. Схема енергетичних рівнів атома, що взаємодіє з двома зустрічними біжучими електромагнітними хвилями. Ліворуч — номер стану, праворуч — його енергія

Переходимо до обертового базису (1.6), обираючи

$$\begin{aligned} \zeta_1(t) &= -\,pz/\hbar, \\ \zeta_2(t) &= \omega_0 t - pz/\hbar. \end{aligned} \tag{1.59}$$

У ньому гамільтоніан (1.2) у дипольному наближенні $V(t) = -\boldsymbol{d}\mathcal{E}$ для поля (1.56) набуває вигляду

$$H = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} & \Omega_+(t)e^{i\eta_+(t)} + \Omega_-(t)e^{i\eta_-(t)} \\ \Omega_+(t)e^{-i\eta_+(t)} + \Omega_-(t)e^{-i\eta_-(t)} & -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{bmatrix} \tag{1.60}$$

де

$$\begin{aligned} \eta_+(t) &= -\,\Delta_+ t - kz + \phi_+(t), \\ \eta_-(t) &= -\,\Delta_- t + kz + \phi_-(t), \\ \Omega_\pm(t) &= -\,\frac{1}{\hbar}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_\pm(t). \end{aligned} \tag{1.61}$$

Як і в (1.15), у гамільтоніані (1.60) ми знехтували членами, осцилюючими з подвійними оптичними частотами. Ми також нехтуємо спонтанним випромінюванням зі збудженого стану, вважаючи тривалість взаємодії атома з полем малою.

Наявність двох зустрічних хвиль робить неможливим такий вибір базису, щоб гамільтоніан у ньому не залежав від координати z, як це було у випадку однієї біжучої хвилі (1.15).

1.1.5. Трирівнева модель атома. Перейдемо тепер до випадку, коли взаємодію атома з полем можна описати в межах трирівневої моделі атома. Нехай стани $|1\rangle$, $|2\rangle$ та $|3\rangle$ — власні стани гамільтоніана H_0, причому стан $|1\rangle$ — стабільний або метастабільний, стан $|3\rangle$ — метастабільний, а зі стану $|2\rangle$ можливі спонтанні переходи зі швидкістю γ в інші, відмінні від $|1\rangle$ та $|3\rangle$ стани, в той же час у ці стани атом унаслідок спонтанного переходу не повертається. Атом взаємодіє з полем двох світлових імпульсів:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_P(t)\cos(\omega_P t + \phi_P(t) - k_P z) + \boldsymbol{E}_S(t)\cos(\omega_S t + \phi_S(t) - k_S z), \quad (1.62)$$

несучі частоти яких близькі до однієї з частот переходу, так що імпульс накачки, позначений індексом P (*pump*), може викликати переходи між станами $|1\rangle$ та $|2\rangle$, а стоксів імпульс, позначений індексом S (*Stokes*) — переходи між станами $|3\rangle$ та $|2\rangle$. Схема рівнів атома показана на рис. 7, де

$$\begin{aligned} \Delta_P &= \tfrac{1}{\hbar}(W_2 - W_1) - \omega_P, \\ \Delta_S &= \tfrac{1}{\hbar}(W_2 - W_3) - \omega_S, \\ \delta &= \Delta_P - \Delta_S. \end{aligned} \quad (1.63)$$

У подальшому нам буде зручно користуватися відстроюванням від двофотонного резонансу δ та середнім арифметичним відстроювань Δ_P і Δ_S:

$$\Delta = \frac{1}{2}\left(\Delta_P + \Delta_S\right). \quad (1.64)$$

Взаємодія атома з полем описується гамільтоніаном

$$H = \begin{bmatrix} W_1 - \frac{i}{2}\hbar\gamma_1 & -\boldsymbol{d}_{12}\mathcal{E} & -\boldsymbol{d}_{13}\mathcal{E} \\ -\boldsymbol{d}_{21}\mathcal{E} & W_2 - \frac{i}{2}\hbar\gamma_2 & -\boldsymbol{d}_{23}\mathcal{E} \\ -\boldsymbol{d}_{31}\mathcal{E} & -\boldsymbol{d}_{32}\mathcal{E} & W_3 - \frac{i}{2}\hbar\gamma_3 \end{bmatrix}, \quad (1.65)$$

де $\boldsymbol{d}_{ln} = \langle l|\boldsymbol{d}|n\rangle$, $l = 1\ldots3$, $n = 1\ldots3$, $\boldsymbol{d}$ — оператор дипольного моменту атома. У всіх випадках взаємодії атома з полем, які аналізуються в монографії, стан $|1\rangle$ — основний або метастабільний, стан $|3\rangle$ — метастабільний, так що γ_1, γ_3 малі порівняно з часом взаємодії атома з полем. Надалі будемо вважати в гамільтоніані (1.8) $\gamma_1 = 0$, $\gamma_3 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$. Крім того, малі й матричні елементи дипольних моментів $\boldsymbol{d}_{13}$, $\boldsymbol{d}_{31}$, і надалі ми покладемо їх рівними нулю.

Перейдемо до обертового базису:

$$|\psi_j(t)\rangle = e^{-i\zeta_j(t)}|j\rangle, \qquad j = 1, \ldots, 3. \quad (1.66)$$

Для цього покладемо [84]

$$\begin{aligned} \dot{\zeta}_1(t) &= \dot{\zeta}_2(t) - \omega_P - \dot{\phi}_P(t), \\ \dot{\zeta}_3(t) &= \dot{\zeta}_2(t) - \omega_S - \dot{\phi}_S(t). \end{aligned} \tag{1.67}$$

Вираз для $\zeta_1(t)$ обираємо, беручи до уваги, що хвильова функція атома $\psi_1(t)$ — власна функція оператора імпульсу із власним значенням p його z-компоненти. Вибір залежної від часу частини $\zeta_1(t)$ впливає на вигляд діагональних елементів гамільтоніана, не змінюючи при цьому фізичний зміст вектора стану

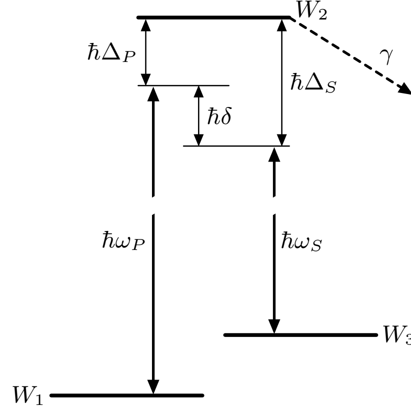


Рис. 7. Схема взаємодії трирівневого атома з полем

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{j=1}^{3} C_j(t)\,|\psi_j(t)\rangle\,, \tag{1.68}$$

що описує атом. Вибір $\zeta_j(t)$, $j = 1, 2, 3$,

$$\begin{aligned} \zeta_1(t) &= \tfrac{1}{\hbar}\,(W_1 t - pz) + \tfrac{1}{2}\delta t - \phi_P(t), \\ \zeta_2(t) &= \zeta_1(t) + \omega_P t - k_P z + \phi_P(t), \\ \zeta_3(t) &= \zeta_2(t) - \omega_S t + k_S z - \phi_S(t) \end{aligned} \tag{1.69}$$

призводить до гамільтоніана

$$H = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} -\delta + 2\dot{\phi}_P(t) & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\Delta - i\gamma & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & \delta + 2\dot{\phi}_S(t) \end{bmatrix}, \tag{1.70}$$

що описує взаємодію трирівневого атома з полем у базисі (1.66). Тут

$$\Omega_P(t) = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_P(t)/\hbar, \qquad \Omega_S(t) = -\boldsymbol{d}_{32}\boldsymbol{E}_S(t)/\hbar \tag{1.71}$$

це частоти Рабі стоксового імпульсу та імпульсу накачки. Аналогічно розглянутій вище моделі дворівневого атома, взаємодія атома з полем не залежить від фаз світлових імпульсів, і без порушення загальності вважаємо $\Omega_P(t)$ та $\Omega_S(t)$ дійсними додатними величинами. Зазначимо, що у випадку замкнутого контуру взаємодії, коли на атом діють дві пари світлових імпульсів, що пов'язують метастабільні стани $|1\rangle$ та

$|3\rangle$ з двома збудженими (подвійна Λ-схема), результат взаємодії вже залежить від фаз полів світлових імпульсів [105].

Оскільки гамільтоніан (1.70) не залежить від координат (власне, з цією метою ми обрали наведену вище залежність $\zeta_j(t)$ від z), можна стверджувати, беручи до уваги (1.66), (1.68), (1.69), що поле пов'язує між собою стани атома $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ відповідно з z-компонентою імпульсу p, $p + \hbar k_P$, $p + \hbar k_P - \hbar k_S$.

Як і у випадку дворівневої системи, можна ввести базис власних станів гамільтоніана (1.70) $\boldsymbol{b}^{(j)}(t)$ і відповідних їм власних значень $\hbar\lambda_j(t)$, що визначається рівнянням

$$H\boldsymbol{b}^{(j)}(t) = \hbar\lambda_j(t)\boldsymbol{b}^{(j)}(t), \tag{1.72}$$

де H дається виразом (1.70) з $\gamma = 0$.

Власні стани $\boldsymbol{b}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(2)}(t)$, $\boldsymbol{b}^{(3)}(t)$ визначають адіабатичний базис:

$$\begin{aligned}
\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle &= \sum_{n=1}^{3} b_n^{(1)}(t)\left|\psi_n(t)\right\rangle, \\
\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle &= \sum_{n=1}^{3} b_n^{(2)}(t)\left|\psi_n(t)\right\rangle, \\
\left|\boldsymbol{b}^{(3)}(t)\right\rangle &= \sum_{n=1}^{3} b_n^{(3)}(t)\left|\psi_n(t)\right\rangle,
\end{aligned} \tag{1.73}$$

у якому вектор стану $|\Psi\rangle$ має вигляд

$$|\Psi\rangle = \sum_{j=1}^{3} a_j(t)\exp\left(-i\int\limits_{-t_0}^{t}\lambda_j(t')\,dt'\right)\left|\boldsymbol{b}^{(j)}(t)\right\rangle. \tag{1.74}$$

де t_0 — початок взаємодії атома з полем.

У випадку резонансу, $\Delta = \delta = 0$, знаходимо

$$\lambda_1(t) = 0, \qquad \lambda_2(t) = \tfrac{1}{2}\Omega(t), \qquad \lambda_3(t) = -\tfrac{1}{2}\Omega(t) \tag{1.75}$$

та

$$\begin{aligned}
\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle &= \cos\vartheta(t)\left|\psi_1(t)\right\rangle - \sin\vartheta(t)\left|\psi_3(t)\right\rangle, \\
\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left[\sin\vartheta(t)\left|\psi_1(t)\right\rangle + \left|\psi_2(t)\right\rangle + \cos\vartheta(t)\left|\psi_3(t)\right\rangle\right], \\
\left|\boldsymbol{b}^{(3)}(t)\right\rangle &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left[\sin\vartheta(t)\left|\psi_1(t)\right\rangle - \left|\psi_2(t)\right\rangle + \cos\vartheta(t)\left|\psi_3(t)\right\rangle\right],
\end{aligned} \tag{1.76}$$

де

$$\Omega(t) = \sqrt{\Omega_P(t)^2 + \Omega_S(t)^2}, \qquad \vartheta(t) = \mathrm{arctg}\left(\frac{\Omega_P(t)}{\Omega_S(t)}\right). \tag{1.77}$$

Стан $\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle$ відомий у літературі як "полонений стан" (*trapped state*), або "темний стан" (*dark state*) [90, 106–108]. Він є лінійною комбінацією тільки станів атома $|\psi_1(t)\rangle$ і $|\psi_3(t)\rangle$, і якщо атом перебуває у цьому стані, спонтанне випромінювання відсутнє. Терміни "полонений стан", "полонення населеностей" означає розподіл населеностей тільки між $|\psi_1(t)\rangle$ і $|\psi_3(t)\rangle$.

Розглянемо випадок, коли першим на атом діє стоксів імпульс, потім, ще до закінчення стоксового імпульсу, на атом починає діяти імпульс накачки, який триває деякий час після закінчення стоксового імпульсу. З визначення $\vartheta(t)$ (1.77) випливає, що протягом одночасної дії обох імпульсів кут змішування $\vartheta(t)$ змінюється від 0 до $\pi/2$. Як видно з (1.76), при $\vartheta = 0$ тільки у стані $\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle$ міститься основний стан атома $|\psi_1(t)\rangle$; стани $\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle$ та $\left|\boldsymbol{b}^{(3)}(t)\right\rangle$ складаються з лінійної суперпозиції $|\psi_2(t)\rangle$ і $|\psi_3(t)\rangle$. Нехай до початку взаємодії з полем атом перебував у стані $|\psi_1(t)\rangle$. Тоді у базисі станів $\left|\boldsymbol{b}^{(j)}(t)\right\rangle$, $j = 1, 2, 3$, лише стан $\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle$ населений. Оскільки на момент початку взаємодії з імпульсом накачки на атом вже діє стоксів імпульс, всі $\lambda_j(t)$ різні, і за умови повільної зміни полів протягом всього часу взаємодії з обома імпульсами атом перебуватиме у темному стані $\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle$. Після закінчення взаємодії зі стоксовим полем ($\vartheta = \pi/2$) цей стан збігається зі станом $|\psi_3(t)\rangle$, і як наслідок атом зі стану $|\psi_1(t)\rangle$ переходить у стан $|\psi_3(t)\rangle$. Суттєво, що $\left|\boldsymbol{b}^{(1)}(t)\right\rangle$ не містить у собі $|\psi_2(t)\rangle$, так що процес спонтанного випромінювання зі збудженого стану не впливає на імовірність перенесення населеності. На можливість перенесення населеності у такому процесі — процесі стимульованого раманового адіабатичного проходження (СТИРАП, STIRAP — *stimulated Raman adiabatic passage*) — вперше було вказано в праці [109], а в [110] це передбачення було підтверджено експериментально. Зазначимо, що у випадку $\delta \neq 0$ за наявності затримки між імпульсами можливе перенесення населеності у збуджений стан [111]. Якщо ж світлові імпульси поширюються у протилежних напрямах, то імпульс атома змінюється на величину $\hbar(k_P + k_S)$ [65]. Поширюючи цей підхід на молекули, можна показати, що СТИРАП у молекулі може призводити до передачі молекулі імпульсу $2J\hbar$, де J — обертальне квантове число [69] (див. параграф 4.3).

На рис. 8 показано залежність ефективності перенесення населеності від затримки між світловими імпульсами, знайдену чисельним

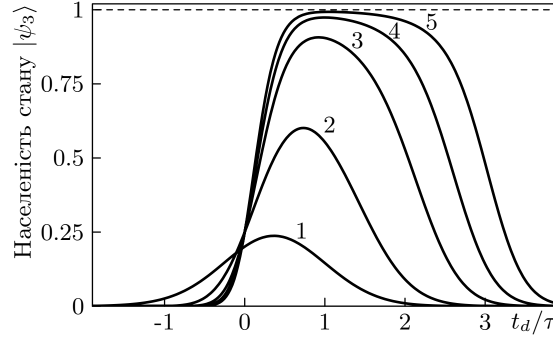


Рис. 8. Залежність населеності стану $|\psi_3(t)\rangle$ від затримки t_d між імпульсом накачки та стоксовим імпульсом в одиницях τ. Площа імпульсів $\Theta = 10$ (крива 1), $\Theta = 20$ (2), $\theta = 50$ (3), $\Theta = 100$ (4), $\Theta = 200$ (5); $\gamma\tau = 20$

інтегруванням рівняння Шредінгера для імпульсів гауссової форми:

$$\Omega_P(t)=\Omega_0 \exp\left(-\frac{(t-t_d/2)^2}{\tau^2}\right), \quad \Omega_S(t)=\Omega_0 \exp\left(-\frac{(t+t_d/2)^2}{\tau^2}\right) \tag{1.78}$$

з площею $\Theta = \sqrt{\pi}\Omega_0\tau$. Додатні значення t_d, що визначають часовий інтервал між максимумами, відповідають випадку, коли стоксів імпульс випереджає імпульс накачки. Криві побудовано для $\gamma\tau = 20$. Наявність затухання практично зводить нанівець населеність збудженого стану для від'ємних значень t_d, оскільки у цьому разі населеними виявляються стани $\left|\boldsymbol{b}^{(2)}(t)\right\rangle$ і $\left|\boldsymbol{b}^{(3)}(t)\right\rangle$, які містять у собі $|\psi_2(t)\rangle$. Штрихова лінія відповідає 100 % імовірності перенесення населеності. З порівняння кривих видно, як зі збільшенням площі імпульсів зростає імовірність перенесення населеності зі стану $|\psi_1(t)\rangle$ у стан $|\psi_3(t)\rangle$.

1.2. Рівняння Ліувілля для матриці густини

Для замкнутої чи частково замкнутої системи станів атома, наприклад для дворівневого атома з переходом у процесі спонтанного випромінюванням зі збудженого стану тільки в основний, стан атома описується матрицею густини $\varrho(t)$ [112]. Її еволюція описується квантовим рівнянням Ліувілля:

$$i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}\varrho(t) = [H(t), \varrho(t)] + R(t), \tag{1.79}$$

де

$$H(t) = \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + H_0 + V(t), \tag{1.80}$$

квадратні дужки позначають комутатор

$$[A, B] = AB - BA, \tag{1.81}$$

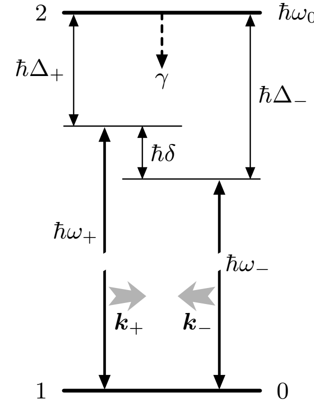


Рис. 9. Схема енергетичних рівнів атома, що взаємодіє з двома зустрічними біжучим електромагнітними хвилями. Ліворуч — номер стану, праворуч — його енергія

$\boldsymbol{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор імпульсу атома, m — його маса, H_0 гамільтоніан атома з власними значеннями W_j та власними функціями $|j\rangle$, що задовольняють рівнянню (1.3), оператор $V(t)$ описує взаємодію атома з полем, а матриця $R(t)$ відповідає за релаксаційні процеси. На відміну від випадку відкритої системи, тут ми не можемо включити $R(t)$ в гамільтоніан.

У базисі власних станів гамільтоніана H_0 матриця густини записується у вигляді

$$\varrho(t) = \sum_{n=1}^{N}\sum_{l=1}^{N} \varrho_{nl}(t)|n\rangle\langle l|. \tag{1.82}$$

Ми не будемо розглядати релаксаційні процеси, пов'язані зі взаємодією атомів між собою, маючи на увазі застосування теорії до атомів у молекулярних пучках чи газах низького тиску і вважатимемо, що $R(t)$ відповідає тільки за спонтанне випромінювання.

Рівняння Ліувілля для дворівневої моделі атома у подальшому будемо застосовувати до розрахунку середньої радіаційної сили, що діє на атом, у наближенні Рамана—Ната, або наближенні "важкого атома", вважаючи, що зміна кінетичної енергії у процесі взаємодії атома з полем протягом часу спонтанного випромінювання $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$, за який формується радіаційна сила, незначна. У цьому разі кінетичну енергію в гамільтоніані можна не враховувати, оскільки енергія визначається з точністю до константи. Залежність діючої на атом сили від його швидкості увійде в результат через доплерівський зсув частот світлових хвиль у системи відліку атома.

Розглянемо схему взаємодії атома з полем зустрічних хвиль (1.56), показану на рис. 9. У наведеній схемі взаємодії атома з полем δ — різниці несучих частот двох зустрічних хвиль, $\Delta_\pm$ — відстроювання частоти відповідної хвилі від резонансу з частотою атомного переходу:

$$\delta = \omega_+ - \omega_-, \qquad \Delta_\pm = \omega_0 - \omega_\pm. \tag{1.83}$$

На відміну від випадку, показаного на рис. 6 (с. 33), ми вважаємо, що в процесі спонтанного випромінювання атом переходить зі збудженого стану $|2\rangle$ тільки в основний стан $|1\rangle$ зі швидкістю γ. У цьому разі

релаксаційний член у рівнянні Ліувілля (1.79) має вигляд

$$R(t) = i\hbar\gamma \left[\varrho_{22}|1\rangle\langle 1| - \tfrac{1}{2}\varrho_{12}|1\rangle\langle 2| - \tfrac{1}{2}\varrho_{21}|2\rangle\langle 1| - \varrho_{22}|2\rangle\langle 2| \right]. \quad (1.84)$$

Перейдемо до обертового базису $|\psi_j(t)\rangle = e^{-i\zeta_j(t)}|j\rangle$, де $j = 1, 2$. У ньому матриця густини записується так:

$$\rho(t) = \sum_{n=1}^{2}\sum_{l=1}^{2} \rho_{nl}(t)\,|\psi_n(t)\rangle\,\langle\psi_l(t)|\,. \quad (1.85)$$

Записуючи далі функції $\zeta_1(t)$, $\zeta_2(t)$, що визначають обертовий базис, як

$$\zeta_1(t) = -pz/\hbar, \qquad \zeta_2(t) = (\omega_0 - \Delta)\,t - pz/\hbar, \quad (1.86)$$

де

$$\Delta = \tfrac{1}{2}\,(\Delta_+ + \Delta_-)\,, \quad (1.87)$$

знаходимо зв'язок між елементами матриці густини $\varrho_{nl}(t)$ у базисі "голих" станів атома $|1\rangle$, $|2\rangle$ та $\rho_{nl}(t)$ у обертовому базисі $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$:

$$\begin{aligned} &\varrho_{11}(t) = \rho_{11}(t),\\ &\varrho_{22}(t) = \rho_{22}(t),\\ &\varrho_{12}(t) = \rho_{12}(t)\,e^{i(\omega_0-\Delta)t},\\ &\varrho_{21}(t) = \rho_{21}(t)\,e^{-i(\omega_0-\Delta)t}. \end{aligned} \quad (1.88)$$

Підставляючи (1.88) у рівняння Ліувілля (1.79) з релаксаційною матрицею (1.84), маємо рівняння для матриці густини:

$$\begin{aligned} \tfrac{\partial}{\partial t}\rho_{11}(t) = {}& \tfrac{1}{2}i\rho_{12}(t)\Big(\widetilde{\Omega}^*_+(z,v,t)\,e^{-\frac{1}{2}i\delta t} + \widetilde{\Omega}^*_-(z,v,t)e^{\frac{1}{2}i\delta t}\Big) - \tfrac{1}{2}i\rho_{21}(t)\times\\ &\times\Big(\widetilde{\Omega}_+(z,v,t)\,e^{\frac{1}{2}i\delta t} + \widetilde{\Omega}_-(z,v,t)\,e^{-\frac{1}{2}i\delta t}\Big) + \gamma\rho_{22}(t),\\ \tfrac{\partial}{\partial t}\rho_{12}(t) = {}& \tfrac{1}{2}i\Big(\widetilde{\Omega}_+(z,v,t)\,e^{\frac{1}{2}i\delta t} + \widetilde{\Omega}_-(z,v,t)\,e^{-\frac{1}{2}i\delta t}\Big)\big[\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)\big] +\\ &+\Big(i\Delta - \tfrac{1}{2}\gamma\Big)\,\rho_{12}(t),\\ \rho_{21}(t) = {}& \rho^*_{12}(t), \qquad \rho_{22}(t) = 1 - \rho_{11}. \end{aligned} \quad (1.89)$$

Тут введено комплексні частоти Рабі:

$$\begin{aligned} &\widetilde{\Omega}_+(z,v,t) = \Omega_+(t)\,e^{i[\phi_+(t) - kvt - kz]},\\ &\widetilde{\Omega}_-(z,v,t) = \Omega_-(t)\,e^{i[\phi_-(t) + kvt + kz]}, \end{aligned} \quad (1.90)$$

де z — координата атома при $t = 0$ в лабораторній системі відліку, v — проекція швидкості атома на вісь z. Тут ми скористалися наближенням обертової хвилі і врахували, що поле, яке діє на атом, у системі координат, з ним пов'язаній, має вигляд (1.56) з заміною $\omega_+ \to \omega_+ - kv$, $\omega_- \to \omega_- + kv$.

1.3. Сила світлового тиску

Згідно з теоремою Еренфеста [113], рівняння руху для середніх значень координат і імпульсів, спряжених з ними квантової системи формально тотожні з рівняннями Гамільтона класичної механіки [114], якщо всі величини, що фігурують у класичних рівняннях, замінити на відповідні середні значення. Таким чином, сила, що діє на атом, визначається виразом [16]:

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t) = -\langle \nabla V(t) \rangle, \tag{1.91}$$

де $\boldsymbol{r}$ — радіус-вектор атома, $V(t)$ — складова гамільтоніана, яка відповідає за взаємодію атома з полем; у дипольному наближенні $V(t) = -\boldsymbol{d}\mathcal{E}$.

Ми вивчатимемо силу світлового тиску, що діє на атом, у випадку, коли його взаємодію з полем можна описати дворівневою моделлю. Електромагнітне поле, з яким взаємодіє атом, створюється плоскою хвилею:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}(t) \cos(\omega t + \phi(t) - kz). \tag{1.92}$$

чи суперпозицією двох зустрічних плоских хвиль:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = &\boldsymbol{E}_+(t) \cos\left(\omega_+ t + \phi_+(t) - k_+ z\right) + \\ &+ \boldsymbol{E}_-(t) \cos\left(\omega_- t + \phi_-(t) + k_- z\right), \end{aligned} \tag{1.93}$$

що поширюються у напрямі осі z. Для атома, який рухається зі швидкістю v вздовж осі z координата z у лабораторній системі відліку пов'язана з координатою z' у системі відліку атома співвідношенням

$$z = z' + vt. \tag{1.94}$$

У цьому разі сила світлового тиску спрямована вздовж осі z. Беручи до уваги, що тільки недіагональні елементи $V(t)$ відмінні від нуля, для z-проекції сили світлового тиску отримуємо

$$F_z(z, t) = -2 \operatorname{Re} \varrho_{21} \, \partial V_{12} / \partial z, \tag{1.95}$$

де $\varrho_{21} = \langle 2 | \varrho | 1 \rangle$.

Вираз (1.95) залежить як від координати, так і від часу. Після встановлення квазістаціонарного розв'язку рівнянь для матриці густини, який досягається протягом часу $\tau_{qs} \sim \gamma^{-1}$, залежність сили від часу може бути зумовлена періодичною чи стохастичною залежністю амплітуд і фаз полів. Нас цікавить середнє за часом значення сили, яке визначається виразом

$$\mathcal{F}(z') = \frac{1}{T} \int\limits_{\tau_{qs}}^{T+\tau_{qs}} F_z(z,t)\, dt, \tag{1.96}$$

де $T \gg \gamma^{-1}$ — час усереднення. При цьому ми нехтуємо зміною швидкості атома протягом часу T (наближення "важкого атома"). Сила світлового тиску (1.95) неявно залежить від проекції v швидкості атома на вісь z, оскільки його координата змінюється з часом. Інший, еквівалентний спосіб врахування залежності сили світлового тиску від швидкості, який ми будемо використовувати у роботі — розглядати взаємодію атома з полем у системі відліку атома. У цьому разі завдяки ефекту Доплера частоти зустрічних хвиль відрізняються на kv від відповідних частот у нерухомій системі координат, і для поля (1.93) вираз для V_{12} набуває вигляду

$$\begin{aligned} V_{12} = & \hbar\, \Omega_+(t) \cos\left(\omega_+ t - kvt + \phi_+(t) - kz'\right) + \\ & + \hbar\, \Omega_-(t) \cos\left(\omega_- t + kvt + \phi_-(t) + kz'\right), \end{aligned} \tag{1.97}$$

де $\Omega^{(\pm)}(t)$ визначаються як

$$\Omega^{(\pm)}(t) = -\frac{1}{\hbar} \boldsymbol{d}_{12} \boldsymbol{E}^{(\pm)}(t), \tag{1.98}$$

z' — координата атома в системі відліку, з ним пов'язаній, вона ж — початкова координата атома в лабораторній системі відліку. Надалі, де це не викликатиме плутанини, знак $'$ біля z' писати не будемо, маючи на увазі, що z — координата атома у пов'язаній з ним системі відліку.

Підставляючи (1.97) в (1.95), отримуємо у наближенні обертової хвилі

$$\begin{aligned} F_z(z,t) = & -\hbar k \,\mathrm{Im} \Big[\rho_{21}(t) \widetilde{\Omega}_+(z,v,t)\, e^{\frac{1}{2} i\delta t} - \\ & - \rho_{21}(t) \widetilde{\Omega}_-(z,v,t)\, e^{-\frac{1}{2} i\delta t} \Big], \end{aligned} \tag{1.99}$$

де комплексні частоти Рабі $\widetilde{\Omega}_+(z,v,t)$, $\widetilde{\Omega}_-(z,v,t)$ визначаються з (1.90).

У випадку однієї біжучої хвилі всі положення атома еквівалентні і сила світлового тиску на атом не залежить від координати; для монохроматичної хвилі ($\Omega_+(t) = \Omega$, $\Omega_-(t) = 0$) вона дорівнює [16, 50]:

$$F_{trav} = \hbar k \gamma \frac{\Omega^2}{2\,\Omega^2 + \gamma^2 + 4\,(\Delta + kv)^2}. \tag{1.100}$$

У випадку зустрічних хвиль результат їх суперпозиції можна розглядати як сукупність біжучої та стоячої хвиль, тому взаємодія атома з полем залежить від його положення (наприклад, у вузлі чи видузі стоячої хвилі). У цьому разі, щоб отримати середню за ансамблем силу світлового тиску, вираз (1.96) необхідно усереднити за початковою координатою z атома в лабораторній системі відліку:

$$\bar{F} = \int\limits_0^{2\pi/k} \mathcal{F}(z)\,dz. \tag{1.101}$$

Відзначимо, що результат усереднення може зберігати слабку залежність від координати, непомітну у масштабі порядку довжини хвилі світла, наприклад, якщо частота або амплітуда зустрічних хвиль модульовані за періодичним законом. У цьому разі на атом діє суперпозиція монохроматичних хвиль з малою різницею хвильових векторів $\Delta k \ll k$. Вона визначає характерну величину зміщення $2\pi/\Delta k$, яка призводить до значної зміни $\bar{F}$.

У випадку двох зустрічних монохроматичних хвиль ($\Omega_+(t) = \Omega_+$, $\Omega_-(t) = \Omega_-$) однакової частоти для повільних атомів середня за координатою сила записується так:

$$\bar{F} = \frac{\hbar k \gamma \left[(\Omega_+)^2 - (\Omega_-)^2\right]}{\sqrt{(2(\Omega_+ + \Omega_-)^2 + (\gamma^2 + 4\Delta^2))\,(2(\Omega_+ - \Omega_-)^2 + (\gamma^2 + 4\Delta^2))}}. \tag{1.102}$$

Обчислюючи силу світлового тиску, що діє на атом, ми виходимо з припущення про незмінність швидкості атома протягом часу усереднення T в (1.96). Для коректності цієї процедури необхідно, щоб характерний час зміни швидкості атома внаслідок діючої на нього сили значно перевищував характерний час зміни елементів матриці густини. Елементи матриці густини релаксують до стаціонарних значень за час порядку часу спонтанного випромінювання зі збудженого стану $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$. Можна чекати, як це і підтверджується детальним аналізом [16], що елементи матриці густини помітно змінюються при зміні

швидкості на величину $\Delta v \sim \gamma/k$. За характерну величину сили світлового тиску візьмемо максимальну силу, що діє на атом у полі біжучої хвилі (1.100), яка досягається у сильному полі $\Omega \gg \gamma$ за умови резонансу $\Delta = 0$:

$$F_{sp} = \tfrac{1}{2}\hbar k\gamma. \tag{1.103}$$

Це дає для характерного часу зміни швидкості величину

$$\tau_v \approx \frac{m\Delta v}{F_{sp}} \approx \frac{\hbar}{W_{rec}}, \tag{1.104}$$

де $W_{rec} = \hbar^2 k^2/2m$ — енергія віддачі, яка відповідає фотону з хвильовим вектором k. Беручи до уваги $\tau_{sp} \ll \tau_v$, отримаємо умову, за якої має сенс введення поняття сили світлового тиску [16]:

$$W_{rec} \ll \hbar\gamma. \tag{1.105}$$

Ця нерівність справедлива для типових умов проведення експерименту. Наприклад, для атома масою 20 атомних одиниць, світла з довжиною хвилі 500 нм і часу спонтанного випромінювання 10 нс права частина (1.105) перевищує ліву в 400 разів.

1.4. Часові залежності діючих на атом світлових полів

Залежно від проблеми, що вивчається, ми розглядатимемо взаємодію атома з електромагнітним полем зустрічних хвиль чи хвиль, що поширюються в одному напрямі. Це можуть бути нескінченні в часі хвилі у випадку аналізу сили світлового тиску, що діє на атом, наприклад поле двох стоячих хвиль, які можна розглядати як суперпозицію двох зустрічних біжучих біхроматичних хвиль. Аналізуючи можливість передачі атому фіксованого імпульсу, кратного імпульсу фотона, ми вивчатимемо взаємодію атома з двома зустрічними імпульсами з різними (у загальному випадку) несучими частотами. Досліджуючи вплив різних факторів на імовірність переносу населеності між станами атомів чи молекул за допомогою СТИРАП у другій частині монографії, ми, як правило, вважатимемо, що стоксів імпульс та імпульс накачки поширюються в одному напрямі. Далі ми наведемо форми імпульсів та вирази для полів електромагнітних хвиль, що найчастіше зустрічаються у роботі.

1.4.1. М о н о х р о м а т и ч н е п о л е . Максимальну силу світлового тиску(1.103), що діє на атом у полі біжучої монохроматичної хвилі:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t - kz), \tag{1.106}$$

ми використовуватимемо як еталон сили світлового тиску, з яким ми порівнюватимемо силу, що діє на атом у інших електромагнітних полях.

1.4.2. Б і х р о м а т и ч н е п о л е . Як буде видно далі, наявність вже двох частот у спектрі зустрічних хвиль призводить до значного, порівняно з F_{sp}, зростання сили світлового тиску, що діє на атом. Ми розглянемо випадок однакових частот і амплітуд зустрічних хвиль:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = &\boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t - kz\right) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right) + \\ &+ \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t + kz\right) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right), \end{aligned} \tag{1.107}$$

що еквівалентно напруженості поля двох стоячих хвиль з частотами $\omega \pm \frac{1}{2}\Omega_m$, зсунутих одна відносно іншої вздовж осі z на $z_s = \psi/k$.

1.4.3. Ч а с т о т н о - м о д у л ь о в а н е п о л е . До сили, близької до сили світлового тиску в біхроматичному полі, призводить і взаємодія атома з частотно-модульованими зустрічними хвилями, напруженість електричного поля яких має вигляд

$$\begin{aligned} &\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_{+0} \cos\left(\omega t - kz + \phi_+(t)\right) + \boldsymbol{E}_{-0} \cos\left(\omega t + kz + \phi_-(t)\right), \\ &\phi_+(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right), \\ &\phi_-(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right), \end{aligned} \tag{1.108}$$

де Ω_m — частота модуляції, β — індекс модуляції. Видно, що фаза хвилі, що поширюється у напрямі, протилежному напряму осі z, повторює фазу хвилі, що поширюється у напрямі осі z, із запізненням на $t_d = \psi/\Omega_m$.

1.4.4. І м п у л ь с н і с в і т л о в і п о л я . Опишемо основні види імпульсів, з якими ми вивчатимемо взаємодію атомів. Розглянемо нормовані на одиницю функції $\mathcal{S}_n(t)$, які ми будемо використовувати для моделювання часової залежності $\Omega_\pm(t)$ чи $\Omega_P(t)$, $\Omega_S(t)$ (наприклад,

$$\Omega_P(t) = \Omega_P^{(0)} \mathcal{S}_n\left(t - \tfrac{1}{2}t_d\right), \qquad \Omega_S(t) = \Omega_S^{(0)} \mathcal{S}_n\left(t + \tfrac{1}{2}t_d\right), \tag{1.109}$$

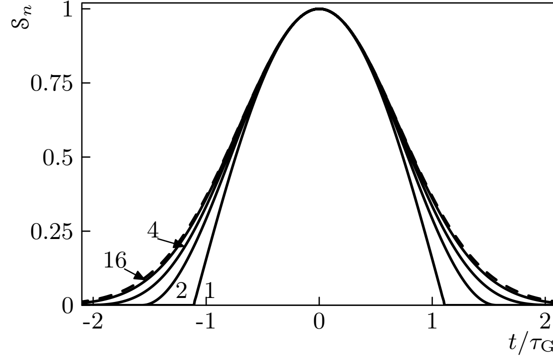


Рис. 10. Порівняння гауссіану $\mathcal{S}_G(t)$ (штрихова лінія) з функціями $\mathcal{S}_n(t)$ для $n = 1, 2, 4, 16$ (відмічених значенням n біля відповідної кривої). Тривалість імпульсів визначається виразом (1.112)

де t_d — часова затримка між стоксовим імпульсом та імпульсом накачки, $\Omega_S^{(0)}$ і $\Omega_P^{(0)}$ — максимальні значення відповідних частот Рабі). Для $n = 1, 2, \ldots$ функції $\mathcal{S}_n(t)$ описуються виразом

$$\mathcal{S}_n(t) = \begin{cases} \cos^n(\pi t/\tau), & \text{за умови } |t| \leq \frac{1}{2}\tau, \\ 0, & \text{за умови } |t| > \frac{1}{2}\tau; \end{cases} \tag{1.110}$$

значення індексу $n = G$ відповідає імпульсу гауссової форми:

$$\mathcal{S}_G(t) = \exp\left(-t^2/\tau_G^2\right). \tag{1.111}$$

Послідовність (1.110) збігається, як видно з рис. 10, до (1.111), якщо зі зростанням n тривалість $\mathcal{S}_n(t)$ зростає за законом

$$\tau = \pi\tau_G\sqrt{n/2}. \tag{1.112}$$

1.4.5. Поля з флуктуючою фазою. Будемо вважати, що флуктуації фаз електромагнітних хвиль можна описати гауссовими марковськими стохастичними процесами. Залежно від задачі, яку ми розв'язуватимемо, флуктуації описуватимемо процесом *Вінера—Леві* (ВЛ) або *Орнштейна—Уленбека* (ОУ).

Процес ВЛ $W(t)$ описує дифузію фази електромагнітної хвилі:

$$\phi(t) = W(t), \tag{1.113}$$

якщо час кореляції флуктуацій частоти малий порівняно з іншими характерними величинами розмірності часу в задачі, що розглядається. Тут $\phi(t)$ може бути фазою однієї з зустрічних хвиль $\phi_\pm(t)$, фазою стоксового імпульсу $\phi_S(t)$ чи імпульсу накачки $\phi_P(t)$ у випадку трирівневої схеми взаємодії атома з полем. Похідна за часом від ВЛ процесу:

$$\frac{\partial}{\partial t}W(t) = \xi(t) \tag{1.114}$$

це дельта-корельований гауссовий білий шум з нульовим середнім значенням [115], тобто

$$\{\xi(t)\} = 0, \qquad \{\xi(t_2)\xi(t_1)\} = 2D\,\delta(t_1 - t_2), \tag{1.115}$$

де D — коефіцієнт дифузії фази, дужки $\{\cdots\}$ означають усереднення за ансамблем.

Процес ВЛ характеризується нульовим середнім значенням $\{W(t)\} = 0$ і автокореляційною функцією:

$$\{W(t_1)W(t_2)\} = D \times (t_1 + t_2 - |t_1 - t_2|). \tag{1.116}$$

У (1.116) вважається, що процес починається у момент часу $t = 0$.

Процесом ОУ ми користуватимемося для опису фаз і амплітуд електромагнітних хвиль у випадку, коли треба враховувати час кореляції флуктуацій $\tau_{corr} = G^{-1}$. Він задовольняє рівнянню Ланжевена:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Xi(t) = -G\Xi(t) + G\xi(t), \tag{1.117}$$

де $\xi(t)$ — джерело білого шуму (1.115). Як і ВЛ-процес, процес ОУ характеризується нульовим середнім значенням $\{\Xi(t)\} = 0$. Його автокореляційна функція має вигляд

$$\{\Xi(t_2)\Xi(t_1)\} = DG\exp(-G|t_2 - t_1|). \tag{1.118}$$

Процес ОУ — кольоровий шум (див., наприклад, [115, с. 269]); зі зростанням $G \to \infty$ він переходить у білий шум, $\Xi(t) \to \xi(t)$. Зміну фаз полів з часом описуємо рівнянням

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi(t) = \Xi(t), \tag{1.119}$$

де $\phi(t)$ — фаза стоксового імпульсу $\phi_S(t)$ чи фаза $\phi_+(t)$ хвилі $_+$, що поширюється вздовж осі z. Вивчаючи вплив кореляції діючих на атом полів електромагнітних хвиль, вважаємо, що фази $\phi_P(t)$ і $\phi_-(t)$ визначаються рівняннями

$$\phi_P(t) = \phi_S(t - \tau_f), \tag{1.120}$$
$$\phi_-(t) = \phi_+(t - \tau_f), \tag{1.121}$$

де τ_f — затримка флуктуацій імпульсу накачки відносно флуктуацій стоксового імпульсу чи флуктуацій хвилі $_-$ відносно флуктуацій хвилі $_+$.

Для великих $G \gg D$, коли флуктуації частоти описуються білим шумом (1.115), спектр інтенсивності описується лоренцевою формою лінії, D — половина ширини лінії, виміряною на рівні половини максимуму інтенсивності (ПШПМ). Протилежний випадок, $G \ll D$, близький до граничного випадку ансамблю полів зі сталими частотами, які описуються гауссовою статистикою з дисперсією DG. У цьому разі форма спектра гауссова з ПШПМ $\sqrt{2\ln 2}\sqrt{DG}$. Оскільки ОУ-процес описується двома параметрами, D і G, знання лише ширини спектра лазерного випромінювання недостатньо для повного опису процесу. Передбачення, зроблені на основі ОУ-процесу ближчі до реальності, проте вони вимагають повнішого опису шуму, ніж дає просто знання ширини лінії.

1.4.6. Поля з флуктуючою амплітудою. Флуктуації амплітуди ми описуватимемо двома моделями — гауссових флуктуацій амплітуди і моделлю хаотичного поля, у якій дійсна і уявна частина комплексної амплітуди електричного поля флуктують незалежно. Перша модель — класичний аналог стиснутого вакууму з великими флуктуаціями однієї з квадратурних компонент і нефлуктуючою іншою компонентою [116, 117], остання модель добре описує поле багатомодового лазера [118–120]. Ми розглядатимемо флуктуації з часом кореляції τ_{corr}, малим порівняно з характерним часом зміни середньоквадратичного значення частоти Рабі. Як і у випадку флуктуацій фаз діючих на атом світлових хвиль, швидкість зміни яких з часом описується ОУ-процесом, вважаємо, що амплітуда поля імпульсу накачки повторює амплітуду стоксового імпульсу з затримкою τ_f; те саме стосується і амплітуд хвиль $_-$ та $_+$.

Таким чином, для гауссової моделі флуктуацій амплітуди у випадку СТИРАП замість (1.109) маємо

$$\begin{aligned} \Omega_P(t) &= \Omega_P^{(0)} \mathcal{S}\left(t - \tfrac{1}{2}t_d\right) f_r(t - \tau_f), \\ \Omega_S(t) &= \Omega_S^{(0)} \mathcal{S}\left(t + \tfrac{1}{2}t_d\right) f_r(t), \end{aligned} \tag{1.122}$$

де $f_r(t)$ — дійсний стохастичний процес з нульовим середнім значенням, функція автокореляції якого має вигляд

$$\{f_r(t_2) f_r(t_1)\} = \exp(-G\,|t_2 - t_1|). \tag{1.123}$$

Порівнюючи цей вираз із (1.118), можна сказати, що флуктуації амплітуди ми описуємо ОУ-процесом $\Xi(t)$ із фіксованим часом кореляції

$\tau_{corr} = G^{-1}$ і повільно змінними протягом τ_{corr} значеннями D, різними для стоксового імпульсу та імпульсу накачки. У випадку зустрічних хвиль з незалежним від часу середньоквадратичним значенням частот Рабі:

$$\{\Omega_{\pm}(t)^2\} = (\Omega_{\pm 0})^2 \tag{1.124}$$

часова залежність $\Omega_{\pm}(t)$ записується у вигляді

$$\Omega_{-}(t) = \Omega_{-0} f_r(t - \tau_f), \qquad \Omega_{+}(t) = \Omega_{+0} f_r(t). \tag{1.125}$$

У моделі хаотичного поля флуктують як амплітуди, так і фази світлових хвиль, що діють на атом. У цьому разі зручно ввести комплексні амплітуди:

$$\hat{\Omega}_{\pm}(t) = \Omega_{\pm}(t)\, e^{i\phi_{\pm}(t)}, \tag{1.126}$$

$$\hat{\Omega}_{P}(t) = \Omega_{P}(t)\, e^{i\phi_{P}(t)}, \qquad \hat{\Omega}_{S}(t) = \Omega_{S}(t)\, e^{i\phi_{S}(t)}, \tag{1.127}$$

для яких справедливі рівняння, аналогічні (1.122) і (1.125):

$$\begin{aligned} \hat{\Omega}_{P}(t) =& \Omega_{P}^{(0)} \mathcal{S} \left(t - \tfrac{1}{2} t_d\right) f_c(t - \tau_f), \\ \hat{\Omega}_{S}(t) =& \Omega_{S}^{(0)} \mathcal{S} \left(t + \tfrac{1}{2} t_d\right) f_c(t) \end{aligned} \tag{1.128}$$

і

$$\hat{\Omega}_{-}(t) = \Omega_{-0} f_c(t - \tau_f), \qquad \hat{\Omega}_{+}(t) = \Omega_{+0} f_c(t). \tag{1.129}$$

У цьому випадку $f_c(t)$ — комплексний стохастичний процес з нульовим середнім значенням і статистично незалежними дійсною і уявною частинами, функції автокореляції для яких мають вигляд

$$\begin{aligned} \{\operatorname{Re} f_c(t_2) \operatorname{Re} f_c(t_1)\} &= \tfrac{1}{2} \exp(-G\,|t_2 - t_1|), \\ \{\operatorname{Im} f_c(t_2) \operatorname{Im} f_c(t_1)\} &= \tfrac{1}{2} \exp(-G\,|t_2 - t_1|). \end{aligned} \tag{1.130}$$

Такий вибір автокореляційних функцій дійсної і уявної частин $f_c(t)$ дає

$$\{f_c(t_2) f_c^*(t_1)\} = \exp(-G\,|t_2 - t_1|), \tag{1.131}$$

що збігається з відповідним виразом для $f_r(t)$ (1.123).

1.5. Чисельне моделювання флуктуацій

При чисельному моделюванні впливу флуктуацій лазерних полів на силу світлового тиску і перенесення населеності між станами атомів та молекул (розділ 2) послідовності значень випадкової величини $\Xi(t_j)$ з нульовим середнім значенням і автокореляційною функцією (1.118) у моменти часу $t_j = t_{j-1} + \Delta t$ обчислюватимемо, користуючись запропонованим в [121, 122] алгоритмом реалізації кольорового шуму:

$$\Xi(t_{j+1}) = \Xi(t_j) \exp\left(-G\Delta t\right) + h(t_j), \tag{1.132}$$

де $h(t_j)$ розподілені за гауссовим законом з нульовим першим моментом, а

$$\{h(t_j)^2\} = DG\left(1 - e^{-2G\Delta t}\right). \tag{1.133}$$

На рис. 11 показана часова залежність функції автокореляції $\{\Xi(t_2)\Xi(t_1)\}$ від $t_2 - t_1$, обчисленою за формулою (1.118) та усередненням за 1000, 10000, 100000 реалізаціями випадкового процесу. Порівнюючи залежності, наведені на рис. 11 *а*, *б*, *в*, бачимо, що алгоритм (1.132) добре описує кольоровий шум — зі зростанням кількості реалізацій випадкового процесу функція автокореляції, отримана усередненням за ансамблем реалізацій випадкового процесу, прямує до (1.118).

Середнє значення сили, яка діє на атом у полі зустрічних флуктуючих хвиль, обчислюватимемо як відношення набутого атомом за час T імпульсу p до часу дії сили з подальшим усередненням за координатою атома, де p визначається рівнянням Ньютона:

$$\frac{\partial}{\partial t} p = F_z(z, t), \tag{1.134}$$

а $F_z(z, t)$ — рівнянням (1.95). Обчислення проводитимемо у наближенні "важкого атома", нехтуючи зміною доплерівського зсуву частоти за час усереднення та користуючись системою відліку атома, у якій частоти діючих на атоми світлових хвиль зсунуті відносно частот у лабораторній системі відліку завдяки ефекту Доплера. Щоб нівелювати вплив початкової стадії взаємодії на результати усереднення, останнє проводитимемо починаючи з моменту часу $t = \tau_{eq} = 7/\gamma$ протягом проміжку часу $T = 30/\gamma$. Усереднення за ансамблем реалізацій випадкового процесу не проводитимемо, оскільки воно у даному разі еквівалентне усередненню за часом.

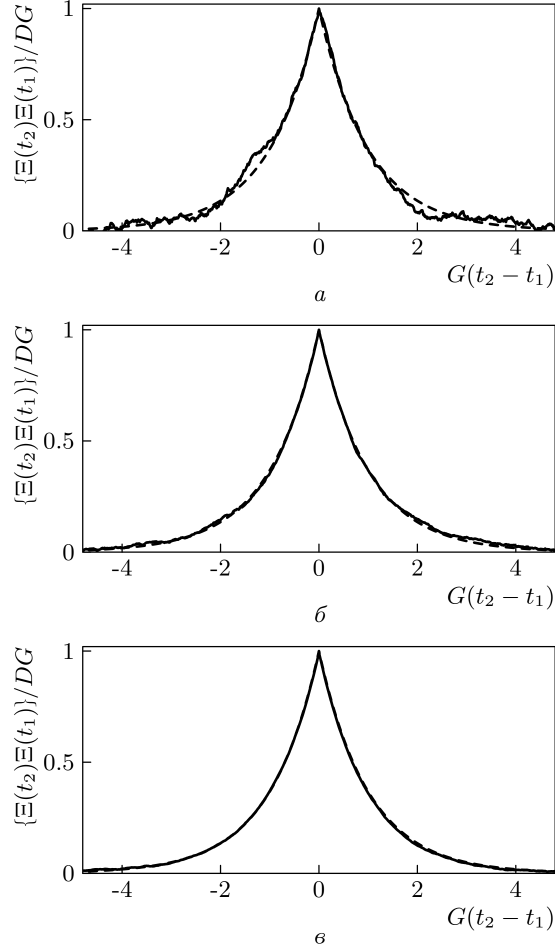


Рис. 11. Часова залежність функції автокореляції $\{\Xi(t_2)\Xi(t_1)\}$ від $t_2 - t_1$, обчисленою за формулою (1.118) (штрихова лінія) та усередненням $\Xi(t_2)\Xi(t_1)$ за 1000 реалізаціями процесу $\Xi(t)$ (*а*), за 10000 реалізаціями процесу $\Xi(t)$ (*б*) і за 100000 реалізаціями процесу $\Xi(t)$ (*в*)

1.6. Рівняння для середніх за ансамблем величин у випадку δ-корельованих флуктуацій

У випадку мультиплікативного шуму, коли вектор $\mathsf{Q}(t)$, що описує стан системи, задовольняє рівнянню

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathsf{Q}(t) = \mathsf{M}\mathsf{Q}(t) - i\xi(t)\mathsf{N}\mathsf{Q}(t), \tag{1.135}$$

де $\xi(t)$ — білий шум (1.115), M і N — матриці, що можуть залежати від часу, рівняння для середніх за ансамблем значень $\mathsf{Q}(t)$ має ви-

гляд [123–126]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\{\mathsf{Q}(t)\} = \mathsf{M}\{\mathsf{Q}(t)\} - D\mathsf{N}^2\{\mathsf{Q}(t)\}. \tag{1.136}$$

Аналогічні рівняння можуть бути записані також у випадку кількох джерел білого шуму — відповідні доданки входять у (1.135) та (1.136) адитивно.

Розв'язання (1.136) дає залежність середніх за ансамблем значень компонент $\{\mathsf{Q}(t)\}$ від часу. Зокрема, у випадку, коли M і N від часу не залежать, з (1.136) можна знайти їх стаціонарні значення $\{\mathsf{Q}_{st}\}$, прирівнюючи ліву частину рівняння до нуля. Якщо вираз для середнього за ансамблем значення сили світлового тиску можна записати через компоненти $\{\mathsf{Q}(t)\}$, як наслідок отримуємо силу світлового тиску, що діє на атом.

Проілюструємо застосування описаної процедури до розрахунку сили світлового тиску у найпростішому випадку біжучої хвилі з дифундуючою фазою, яка описується ВЛ-процесом (1.113), (1.114). Таким методом цю задачу було розв'язано Р. Дж. Куком (R. J. Cook) [126]; той же результат було отримано пізніше В. Г. Міногіним з кінетичного рівняння Фоккера—Планка для функції розподілу атомів у біжучій світловій хвилі з флуктуючою частотою [127]. У системі відліку атома поле біжучої хвилі має вигляд

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_0 \cos\left[(\omega_0 - \Delta - kv)t + \phi(t) - kz\right], \tag{1.137}$$

де Δ — відстроювання частоти електромагнітної хвилі від частоти переходу для нерухомого атома, а фаза $\phi(t)$ флуктує згідно з

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi(t) = \xi(t), \tag{1.138}$$

де $\xi(t)$ — білий шум (1.115). Сформуємо вектор $\mathsf{Q}(t)$ з елементів матриці густини $\rho(t)$:

$$\mathsf{Q}(t) = \begin{bmatrix} \rho_{12}e^{ikvt-i\phi(t)+ikz} \\ \rho_{21}e^{-ikvt+i\phi(t)-ikz} \\ \rho_{22}-\rho_{11} \\ \rho_{11}+\rho_{22} \end{bmatrix}. \tag{1.139}$$

Беручи до уваги рівняння Ліувілля (1.89), яке в даному випадку набуває вигляду

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11}(t) = \frac{1}{2}i\rho_{12}(t)\Omega\, e^{-i\Phi(t)} - \frac{1}{2}i\rho_{21}(t)\Omega\, e^{i\Phi(t)} + \gamma\rho_{22}(t), \\ &\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12}(t) = \frac{1}{2}i\Omega\, e^{i\Phi(t)}\left[\rho_{11}(t)-\rho_{22}(t)\right] - \left(\frac{1}{2}\gamma + i\Delta\right)\rho_{12}(t), \\ &\rho_{21}(t) = \rho_{12}^*(t), \qquad \rho_{22}(t) = 1-\rho_{11}, \end{aligned} \tag{1.140}$$

де $\Omega = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_0/\hbar$, $\Phi(t) = \phi(t) - kvt - kz$, бачимо, що рівняння для $\mathsf{Q}(t)$ можна записати як (1.135). У цьому разі

$$\mathsf{M} = \begin{bmatrix} i(\Delta + kv) - \frac{1}{2}\gamma & 0 & \frac{1}{2}i\Omega & 0 \\ 0 & -i(\Delta + kv) - \frac{1}{2}\gamma & -\frac{1}{2}i\Omega & 0 \\ i\Omega & -i\Omega & -\gamma & -\gamma \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.141)$$

$$\mathsf{N} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.142)$$

З часом, за умови $t \gg \gamma^{-1}$, завдяки релаксаційним членам, наявним у матриці M, установлюється стаціонарний розв'язок рівнянь (1.136). Він має вигляд

$$\{\mathsf{Q}_{st}\} = \begin{bmatrix} -\dfrac{\frac{1}{2}i\Omega\gamma\left[D + \frac{1}{2}\gamma + i(\Delta + kv)\right]}{\gamma(D + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \Omega^2(D + \frac{1}{2}\gamma) + \gamma(\Delta + kv)^2} \\ \dfrac{\frac{1}{2}i\Omega\gamma\left[D + \frac{1}{2}\gamma - i(\Delta + kv)\right]}{\gamma(D + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \Omega^2(D + \frac{1}{2}\gamma) + \gamma(\Delta + kv)^2} \\ -\dfrac{\gamma\left[(D + \frac{1}{2}\gamma)^2 + (\Delta + kv)^2\right]}{\gamma(D + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \Omega^2(D + \frac{1}{2}\gamma) + \gamma(\Delta + kv)^2} \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (1.143)$$

Сила світлового тиску, що діє на атом, обчислюється за (1.99). Її середнє за ансамблем значення, виражене через перші дві компоненти вектора $\{\mathsf{Q}_{st}\}$, дорівнює

$$\bar{F} = \tfrac{1}{2}i\hbar k\Omega\left(\{\mathsf{Q}_{st}\}_1 - \{\mathsf{Q}_{st}\}_2\right). \quad (1.144)$$

Підстановка сюди (1.143) дає

$$\bar{F} = \frac{1}{2}\hbar k\gamma\frac{\Omega^2\left(D + \frac{1}{2}\gamma\right)}{\gamma(D + \frac{1}{2}\gamma)^2 + \Omega^2(D + \frac{1}{2}\gamma) + \gamma(\Delta + kv)^2}. \quad (1.145)$$

Основна відмінність сили (1.145) від аналогічного результату (1.100) для сили світлового тиску, що діє на атом у полі біжучої монохроматичної хвилі — наявність в ній, по суті, двох констант релаксації γ і $\frac{1}{2}\gamma + D$. Перша константа описує релаксацію діагональних компонент матриці густини, друга — недіагональних її компонент. Доданок D, що виникає у флуктуючому полі, походить від члена, пропорційного N^2 у рівнянні (1.136). Як видно з (1.145), дифузія фази призводить до збільшення ширини максимуму залежності сили $\bar{F}$ від швидкості.

РОЗДІЛ 2

СВІТЛОВИЙ ТИСК НА АТОМИ В КОГЕРЕНТНИХ І ЧАСТКОВО КОГЕРЕНТНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Розглянемо світловий тиск на атоми в когерентних лазерних полях, звертаючи увагу перш за все на такі часові залежності напруженості полів, для яких можна чекати значного, порівняно з силою тиску у полі біжучої хвилі (1.103), збільшення діючої на атом сили. З викладеного вище зрозуміло, що необхідною умовою для досягнення великих сил світлового тиску є взаємодія атома із зустрічними хвилями, і цю взаємодію слід побудувати таким чином, щоб атом переважно поглинав світло з однієї з хвиль і випромінював у іншу.

У першу чергу розглянемо взаємодію атома з полем зустрічних світлових імпульсів, частинний випадок якого — взаємодія з короткими π-імпульсами світла лежить в пропозиції А. П. Казанцева [43] реалізації сили вимушеного світлового тиску на атом. Аналіз А. П. Казанцева справедливий за умови малого часу взаємодії атома з полем порівняно з часом спонтанного випромінювання зі збудженого стану. Зокрема, за цієї умови відмінність площі імпульсу від π на малу величину ε призводить до того, що приблизно після ε^{-1} циклів взаємодії атома з полем сила, що діє на атом, змінює знак [20, 43]. У цьому розділі буде показано, що за умови тривалої взаємодії атома з полем, коли формується стаціонарне значення сили світлового тиску, невелике відхилення площі імпульсу від π мало впливає на значення сили світлового тиску; відхилення сили від ідеального випадку π-імпульсів становить $\varepsilon/2\sqrt{2}$ [54, 79].

Значну увагу буде приділено аналізу взаємодії атома з біхроматичним полем зустрічних хвиль з однаковою інтенсивністю спектральних компонент [53]. Варіант схеми взаємодії атома з біхроматичним полем, інтенсивність однієї з компонент якого значно перевищує інтенсивність іншої, було запропоновано в [44, 46]. Хоч розглянута в [44, 46] модель значно простіша для теоретичного аналізу, схема з хвилями однакової інтенсивності виявилася значно більш продуктивною для практичного застосування. Саме в цій схемі взаємодії атома з полем вперше спостерігалася сила вимушеного світлового тиску [54], а її знакосталість на

інтервалі швидкості, пропорційному різниці частот цих хвиль, забезпечила запропонованій силі широкі можливості прикладних застосувань і значну увагу дослідників [29, 30, 33, 37, 40, 55–57].

Крім амплітудно-модульованих хвиль, якими є послідовності зустрічних світлових імпульсів і біхроматичне поле, ми розглянемо також зустрічні частотно-модульовані хвилі, в полі яких теж можливе значне перевищення сили світлового тиску над силою у полі біжучої хвилі [58].

Оскільки головна умова для формування великої сили світлового тиску на атоми — така кореляція процесів поглинання і випромінювання фотонів із зустрічних хвиль, щоб атом у більшості випадків поглинав фотони з однієї хвилі, а випромінював у іншу, постає питання, чи можна досягти відповідного упорядкування процесів поглинання і випромінювання при взаємодії атома із зустрічними світловими хвилями з флуктуючою амплітудою чи фазою. Детальне дослідження взаємодії атома з флуктуючими полями дає на нього ствердну відповідь.

Крім випадку, коли поля обох зустрічних хвиль флуктують, ми також розглянемо випадок, коли флуктує фаза тільки однієї з хвиль, а друга хвиля монохроматична. Очевидно, взаємодія атома з резонансними двома зустрічним хвилями однакової амплітуди (іншими словами, зі стоячою хвилею), які він перетинає перпендикулярно до їх поширення під час свого руху, в силу симетрії задачі не призведе до зміни середнього значення його імпульсу — у цьому разі спостерігається лише розсіювання атомного пучка [16, 77]. Відстроювання частоти стоячої хвилі від резонансу для відмінної від нуля проекції швидкості вздовж осі лазерного променя призводить до різних відстроювань частот зустрічних хвиль, що складають стоячу хвилю, від частоти переходу в атомі. Унаслідок неоднакових умов взаємодії атома з цими зустрічними хвилями з'являється багаторезонансна структура у залежності сили світлового тиску від швидкості [16, 128]. Ці вузькі резонанси з шириною, значно меншою за γ/k, величина яких може значно перевищувати F_{sp}, розділені широкими інтервалами швидкостей, де сила світлового тиску не перевищує F_{sp}. Як наслідок, необхідний час руху атома у полі стоячої хвилі для зміни його швидкості на величину, значно більшу за ширину резонансу, визначається мінімальним значенням сили світлового тиску на цьому інтервалі швидкості. Іншими словами, середня сила світлового тиску, що діє на атом, незначна і може бути значно меншою за F_{sp}. Ми покажемо, що можна збільшити середню силу, яка діє на атом у випадку двох зустрічних хвиль, якщо частота однієї з них флуктує, а друга хвиля — монохроматична.

2.1. Світловий тиск на атоми у полі послідовностей коротких світлових імпульсів

Розглянемо взаємодію атома з зустрічними послідовностями світлових імпульсів сталої площі. У випадку, коли площа цих імпульсів дорівнює π, унаслідок взаємодії атома з парою зустрічних імпульсів його імпульс змінюється на $2\hbar k$, а середня сила світлового тиску на атом дорівнює $2\hbar k/T$, де T — період повторення імпульсів [43]. Цей вираз для діючої на атом сили справедливий, якщо $\gamma T \ll 1$ і час взаємодії атома з полем t_{int} теж малий порівняно з часом спонтанного випромінювання атома зі збудженого стану, $\gamma t_{int} \ll 1$. Згідно з оцінками [43], відмінність площі імпульсів θ від π деструктивно вливає на силу, що діє на атом — після $|\theta - \pi|^{-1}$ циклів взаємодії атома з полем напрям дії сили змінюється. Цей висновок базується на припущенні $\gamma t_{int} \ll 1$, і, взагалі кажучи, не може бути перенесений на випадок тривалої взаємодії атома з полем $\gamma t_{int} \gg 1$, коли встановлюється квазістаціонарне значення діючої на атом сили [16]. У цьому параграфі ми розглянемо як вплив відмінності площі імпульсу від π на величину сили світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних імпульсів, так і її залежність від швидкості [54, 79, 129, 130].

2.1.1. Основні рівняння. Розглянемо дворівневий атом із різницею енергій $\hbar\omega_0$ між збудженим $|2\rangle$ та основним $|1\rangle$ станами, що взаємодіє з двома зустрічними хвилями (див. рис. 12) — періодичними послідовностями коротких імпульсів світла, які поширюються вздовж осі OZ у протилежних напрямах з однаковим періодом повторення T і однаковими несучими частотами ω. Поле, що діє на атом, в пов'язаній з ним системі відліку описується виразом

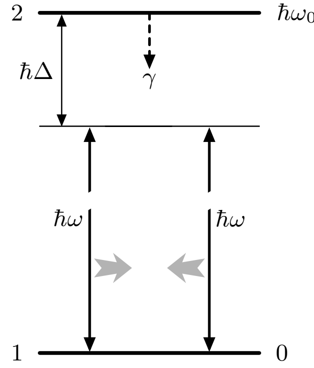


Рис. 12. Схема енергетичних рівнів атома, що взаємодіє з двома зустрічними біжучим електромагнітними хвилями. Ліворуч — номер стану, праворуч — його енергія

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_+(t)\cos(\omega t - kvt + \phi_+(t) - kz) + \\ + \boldsymbol{E}_-(t)\cos(\omega t + kvt + \phi_-(t) + kz)\,, \tag{2.1}$$

де v — проекція швидкості атома на вісь z. Вважаємо, що несучі частоти зустрічних імпульсів у лабораторній менші за ω_0 на Δ, $\omega = \omega_0 - \Delta$.

Нехай атом при спонтанному випромінюванні зі збудженого стану переходить лише в основний стан зі швидкістю γ. Тоді рівняння Ліувілля (1.79) у системі відліку атома має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\,\varrho_{11} &= \frac{i\mathcal{E}}{\hbar}(\boldsymbol{d}_{12}\,\varrho_{21} - \boldsymbol{d}_{21}\,\varrho_{12}) + \gamma\varrho_{22}\,, \\ \frac{\partial}{\partial t}\,\varrho_{12} &= \frac{i\mathcal{E}}{\hbar}(\boldsymbol{d}_{12}\,\varrho_{22} - \boldsymbol{d}_{12}\,\varrho_{11}) + i\omega_0\varrho_{12} - \frac{\gamma}{2}\varrho_{12}\,, \\ \varrho_{11} + \varrho_{22} &= 1\,, \qquad \varrho_{21} = (\varrho_{12})^*\,, \end{aligned} \tag{2.2}$$

де $\boldsymbol{d}_{12} = (\boldsymbol{d}_{21})^*$ — матричні елементи дипольного моменту атома, які без порушення загальності будемо вважати дійсними, й надалі покладемо $\boldsymbol{d}_{12} = \boldsymbol{d}_{21} = \boldsymbol{d}$. Для спрощення позначень ми не вказали залежність напруженості $\mathcal{E}$ електричного поля та матриці густини від координат і часу.

Амплітуди напруженості поля зустрічних хвиль (2.1) запишемо так:

$$\begin{aligned} E_+(t) &= \frac{\hbar\theta_+}{\boldsymbol{d}\boldsymbol{e}_+}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nT)\,, \\ E_-(t) &= \frac{\hbar\theta_-}{\boldsymbol{d}\boldsymbol{e}_-}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nT-\tau)\,. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Тут одиничні вектори $\boldsymbol{e}_\pm$ описують поляризації зустрічних хвиль, n — ціле число, $\theta_\pm$ — площі імпульсів. Фази $\phi_\pm(t)$ в (2.1) описують можливу додаткову до $(\omega \mp kv)T$ зміну фази полів зустрічних хвиль за час повторення імпульсів.

Розв'язуючи рівняння (2.2) у наближенні обертової хвилі, знаходимо зв'язок блохівських змінних $w(t)$, $u(t)$, $s(t)$:

$$\begin{aligned} w(t) &= \varrho_{22} - \varrho_{11}\,, \\ u(t) &= \varrho_{12}e^{-i\omega_0 t} + \varrho_{21}e^{i\omega_0 t}\,, \\ s(t) &= i\left(\varrho_{21}e^{i\omega_0 t} - \varrho_{12}e^{-i\omega_0 t}\right) \end{aligned} \tag{2.4}$$

у моменти часу $t_a = nT - 0$ перед початком n-го імпульсу хвилі $_+$, $t_b = nT + 0$ після його закінчення, $t_c = nT + \tau - 0$ перед початком n-го імпульсу хвилі $_-$ (τ — часовий зсув між послідовностями імпульсів хвилі $_+$ та хвилі $_-$), $t_d = nT + \tau + 0$ після його закінчення та

$t_e = nT + T - 0$ перед початком $n+1$-го імпульсу хвилі $_+$:

$$\begin{aligned}
w(t_b) &= w(t_a)\cos\theta_+ - [s(t_a)\cos\Phi_+ - u(t_a)\sin\Phi_+]\sin\theta_+\,,\\
s(t_b) &= w(t_a)\sin\theta_+\cos\Phi_+ + \frac{1-\cos\theta_+}{2}u(t_a)\sin 2\Phi_+ +\\
&\quad + \frac{1+\cos\theta_+}{2}s(t_a) - \frac{1-\cos\theta_+}{2}s(t_a)\cos 2\Phi_+\,,\\
u(t_b) &= -\,w(t_a)\sin\theta_+\sin\Phi_+ + \frac{1-\cos\theta_+}{2}u(t_a)\cos 2\Phi_+ +\\
&\quad + \frac{1+\cos\theta_+}{2}u(t_a) + \frac{1-\cos\theta_+}{2}s(t_a)\sin 2\Phi_+\,,\\
w(t_c) &= [1 + w(t_b)]\,e^{-\gamma\tau} - 1\,,\\
s(t_c) &= s(t_b)e^{-\frac{1}{2}\gamma\tau}\,,\\
u(t_c) &= u(t_b)e^{-\frac{1}{2}\gamma\tau}\,,\\
w(t_d) &= w(t_c)\cos\theta_- - [s(t_c)\cos\Phi_- - u(t_c)\sin\Phi_-]\sin\theta_-\,,\\
s(t_d) &= w(t_c)\sin\theta_-\cos\Phi_- + \frac{1-\cos\theta_-}{2}u(t_c)\sin 2\Phi_- +\\
&\quad + \frac{1+\cos\theta_-}{2}s(t_c) - \frac{1-\cos\theta_-}{2}s(t_c)\cos 2\Phi_-\,,\\
u(t_d) &= -\,w(t_c)\sin\theta_-\sin\Phi_- + \frac{1-\cos\theta_-}{2}u(t_c)\cos 2\Phi_- +\\
&\quad + \frac{1+\cos\theta_-}{2}u(t_c) + \frac{1-\cos\theta_-}{2}s(t_c)\sin 2\Phi_-\,,\\
w(t_e) &= [1 + w(t_d)]\,e^{-\gamma(T-\tau)} - 1\,,\\
s(t_e) &= s(t_d)e^{-\frac{1}{2}\gamma(T-\tau)}\,,\\
u(t_e) &= u(t_d)e^{-\frac{1}{2}\gamma(T-\tau)}\,,
\end{aligned} \tag{2.5}$$

де

$$\begin{aligned}
\Phi_+ &= -nT\Delta - k\int_0^{nT} v\,dt + \phi_+(nT) + kz\,,\\
\Phi_- &= -(nT+\tau)\Delta + k\int_0^{nT+\tau} v\,dt + \phi_-(nT+\tau) + kz\,.
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Вважаємо, що поле починає діяти на атом у момент часу $t = 0$.

Сила, що діє на атом, визначається виразом (1.95), який у даному разі має вигляд

$$F = \boldsymbol{d}\left(\rho_{12} + \rho_{21}\right)\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z}. \tag{2.7}$$

Переходячи тут до змінних $w(t)$, $u(t)$, $s(t)$ і користуючись (2.5), отримуємо

$$F = \frac{\hbar k}{2T}\left[w(t_b) - w(t_a) + w(t_c) - w(t_d)\right]. \tag{2.8}$$

Фізичний зміст цієї формули прозорий — згідно з визначенням $w(t)$, значення $\frac{1}{2}w(t_b) - \frac{1}{2}w(t_a)$ дорівнює середній кількості фотонів, які поглинув атом (або випромінив у процесі вимушеного випромінювання, якщо ця величина від'ємна) під час взаємодії з імпульсом із хвилі $_+$, значення $\frac{1}{2}w(t_d) - \frac{1}{2}w(t_c)$ —середній кількості фотонів, які поглинув атом під час взаємодії з імпульсом із хвилі $_-$. Беручи до уваги, що поглинання чи випромінювання одного фотона приводить до зміни імпульсу атома на $\hbar k$, а хвилі $_+$ та $_-$ поширюються в протилежному напрямі, приходимо до (2.8).

2.1.2. Тиск світла на атоми в полі однієї послідовності світлових імпульсів. Спочатку обчислимо силу світлового тиску, що діє на атом у полі однієї послідовності світлових імпульсів ($\theta_+ = \theta$, $\theta_- = 0$) з фіксованим фазами $\phi_+(nT) = \text{const}$. Виходячи з того, що квазістаціонарний розв'язок рівнянь (2.5), який установлюється після тривалої, $t > \gamma^{-1}$, взаємодії атома з полем, у цьому разі періодичний з періодом T, знаходимо з (2.5) і (2.8) силу світлового тиску на атом:

$$F = \frac{\hbar k}{2T}\frac{\left(1 - e^{-\gamma T}\right)(1 - \cos\theta)}{1 + e^{-\gamma T} - \cos[(\Delta + kv)T]\,(1 + \cos\theta)\,e^{-\frac{1}{2}\gamma T}}\,. \tag{2.9}$$

Як і слід було чекати, сила у полі однієї послідовності біжучих коротких світлових імпульсів не перевищує F_{sp} (1.103). Сила максимальна, коли $\Delta + kv = 2\pi n/T$, тобто

$$\omega = kv + \omega_0 + \frac{2\pi}{T}n, \tag{2.10}$$

де n — ціле число, тобто, коли одна з частот спектра імпульсів резонансна з частотою атомного переходу. Періодична залежність сили (2.9) від швидкості атома спостерігалася в [131].

Відзначимо, що зменшення F до нуля при $\theta = 2\pi n$ зв'язано з наближенням коротких імпульсів, за якого отримано вираз (2.9), і яке нехтує спонтанним випромінюванням під час дії світлового імпульсу на атом. Для коротких світлових імпульсів прямокутної форми тривалістю τ_p з великою частотою повторення

$$\tau_p \ll T \ll \gamma^{-1} \tag{2.11}$$

з максимальною частотою Рабі Ω_0 мінімум сили для імпульсів площею $\theta = \tau_p\sqrt{\Omega_0^2 - \gamma^2/16}$ досягається при $\theta = 2\pi n$ (n — додатне ціле) і дорівнює [129]:

$$F_{\min} = \frac{7\tau_p}{8T}\hbar k\gamma. \tag{2.12}$$

У випадку стохастичних фаз $\phi_+(nT)$, рівномірно розподілених на інтервалі $[0, 2\pi]$, усереднення (2.5) за фазами дає зв'язок середніх значень блохівських змінних у моменти часу t_a, t_b, t_c, t_d. Для квазістаціонарного розв'язку ці середні значення періодичні з періодом T. Після нескладних обчислень маємо

$$F_{st} = \frac{\hbar k}{2T}\frac{\left(1 - e^{-\gamma T}\right)(1 - \cos\theta)}{(1 - e^{-\gamma T}\cos\theta)}. \tag{2.13}$$

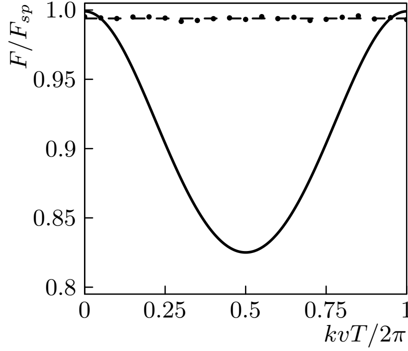


Рис. 13. Тиск світла на атоми в полі однієї послідовності імпульсів. Параметри: $\gamma T = 0{,}1$, $\tau = 0{,}1T$, $\theta = 0{,}8\pi$. Суцільна лінія — розрахунок за формулою (2.9), штрихова — розрахунок за формулою (2.13), кружечки — обчислена за час $100\,T$ після встановлення квазістаціонарного розв'язку середня сила світлового тиску, що діє на атом у випадку стохастичної фази імпульсів

Як і слід було чекати, середня сила, що діє на атом у випадку стохастичної фази імпульсів, не залежить від швидкості і, як і (2.9), не перевищує F_{sp}. На рис. 13 наведено залежність сили світлового тиску на атом від його швидкості як для сталих, так і для стохастичних значень фази $\phi_+(nT)$. Неважко бачити, що F_{st} помітно перевищує усереднене за швидкістю значення F. Мінімум залежності F від швидкості за умови $\theta \neq \pi$ пов'язаний зі збереженням когерентності змінних $u(t)$, $v(t)$ протягом періоду проходження імпульсів; стохастичність фази цю когерентність руйнує і наближає F до F_{sp} (для π-імпульсів ці змінні дорівнюють нулю і залежність F від v відсутня).

2.1.3. Тиск світла на атоми в полі двох зустрічних послідовностей світлових імпульсів. Вважатимемо, що імпульси обох зустрічних послідовностей характеризуються однаковою площею, $\theta_\pm = \theta$. Крім того, вважаємо взаємодію атома зі світлом резонансною: $\omega = \omega_0$. Спочатку розглянемо випадок фіксованих фаз, $\phi_+(nT) = \mathrm{const}_1$, $\phi_-(nT+\tau) = \mathrm{const}_2$. Загалом аналітичний вираз для сили світлового тиску на атом можна отримати тільки у випадку, коли

$$kvT/(2\pi) = p/q, \tag{2.14}$$

де p, q — цілі числа; тоді установлюється квазістаціонарний розв'язок рівнянь (2.5) з періодом qT, і для кожної комбінації p, q можна знайти свій вираз для сили світлового тиску. Винятком є ідеальний випадок π-імпульсів, коли сила світлового тиску від швидкості не залежить. У цьому разі з (2.5) і (2.8) неважко отримати

$$F = \frac{2\hbar k}{T}\,\frac{\mathrm{sh}\,[\gamma(T-2\tau)/2]}{\mathrm{sh}\,(\gamma T/2)}. \tag{2.15}$$

Сила (2.15) дорівнює нулю у симетричному випадку $\tau = T/2$, коли проміжки часу між дією імпульсів $_+$, $_-$ послідовностей імпульсів такі ж, як і між $_-$, $_+$. Її максимальне значення

$$F_\pi = \frac{2\hbar k}{T} = \tfrac{1}{2}\hbar k\gamma\frac{4}{\gamma T} = \frac{4}{\gamma T}F_{sp}, \tag{2.16}$$

яке досягається при $\tau = 0$ і $\tau = T$, значно перевищує силу світлового тиску на атом максимальну силу, що діє на атом у полі однієї біжучої хвилі $F_{sp} = \hbar k\gamma/2$.

Наведемо критерій існування квазістаціонарного розв'язку для імпульсів з близькою до π площею. Вираз (2.16) дає оцінку зміни Φ_+ і Φ_-, зумовленої часовою залежністю швидкості за час τ_{qs} установлення квазістаціонарного розв'язку: $\Delta\Phi \sim k\Delta v\tau_{qs} \sim \hbar k^2\tau_{qs}^2/(mT)$, де m — маса атома. Вважаючи $\tau_{qs} \sim 1/\gamma$ та вимагаючи $\Delta\Phi \ll 1$, отримуємо необхідну умову існування квазістаціонарного розв'язку рівнянь (2.5), (2.6):

$$\gamma T \gg \frac{\hbar k^2}{\gamma m}. \tag{2.17}$$

Виконання цього критерію дозволяє говорити про залежність сили світлового тиску від швидкості атома (у протилежному випадку зміна імпульсу атома за невеликий проміжок часу може визначатися не

тільки швидкістю атома, а й історією його попередньої взаємодії з полем). Наприклад, для атомів з масою $\sim$ 100 а.о.м., довжини хвилі лазерного випромінювання $\lambda \sim 1000$ нм, періоду повторення імпульсів $T \sim 1$ нс та часу спонтанного випромінювання атома у збудженому стані $\tau_{sp} \sim 10$ нс ліва частина (2.17) перевищує праву на 3 порядки. Підкреслимо, що цей критерій справедливий для досить близької до π площі імпульсів; у протилежному випадку зміна швидкості атома за час $1/\gamma$ значно менша, і рівняння Блоха можуть мати квазістаціонарний розв'язок, якщо навіть (2.17) не виконується.

Знайдемо тепер силу світлового тиску, що діє на повільні атоми, коли за час установлення квазістаціонарного розв'язку $\tau_{qs} \sim \gamma^{-1}$ координата атома майже не змінюється, $kv \ll \gamma$. Тоді можна вважати, що з часом змінні Блоха періодичні з періодом T.

Знайшовши квазістаціонарний розв'язок (2.5) для змінних $w(t_b)$, $w(t_a)$, $w(t_c)$, $w(t_d)$ і підставивши їх в (2.8), отримаємо силу світлового тиску, яка діє на атом з початковою координатою z. Усереднюючи за координатою атома, знаходимо середню силу, що діє на атом у полі зустрічних імпульсів. У граничному випадку $\gamma T \ll 1$, в якому, як це видно з (2.16), сила світлового тиску може значно перевищувати F_{sp}, одержуємо

$$F = \frac{2\hbar k}{T}\left(1 - \frac{2\tau}{T}\right) \times \mathcal{L}\left(\sin^2\frac{\theta}{2}\right), \tag{2.18}$$

де $\mathcal{L}(x) = x\left(\sqrt{1-x} + \sqrt{1+x}\right)\left[\sqrt{1+x}\left(1 + \sqrt{1-x^2}\right)\right]^{-1}$. Якщо площа імпульсу θ близька до π, сила світлового тиску зменшується зі зростанням $|\pi - \theta|$ за лінійним законом:

$$F = \frac{2\hbar k}{T}\left(1 - \frac{2\tau}{T}\right)\left(1 - \frac{|\pi - \theta|}{2\sqrt{2}}\right). \tag{2.19}$$

Як видно, строге виконання умови $\theta = \pi$ не обов'язкове для досягнення великої порівняно з F_{sp} сили світлового тиску.

Залежність сили світлового тиску від швидкості атома для сталих фаз $\phi_\pm(nT)$ дослідимо чисельно. Випадок же випадкових фаз проаналізуємо аналітично. Як і для атома у полі однієї послідовності імпульсів з хаотичними фазами, усереднюючи (2.5) за фазами $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT + \tau)$ і використовуючи періодичність середніх значень блохівських змінних з періодом T, знаходимо, користуючись (2.8) та вважаючи $\theta_+ = \theta_- = \theta$, вираз для сили світлового тиску на атоми у полі двох зустрічних послідовностей світлових імпульсів:

$$F_{st} = \frac{\hbar k}{2T}\frac{(1-\cos\theta)^2\left(e^{\gamma(T-\tau)} - e^{\gamma\tau}\right)}{e^{\gamma T} - \cos^2\theta}. \tag{2.20}$$

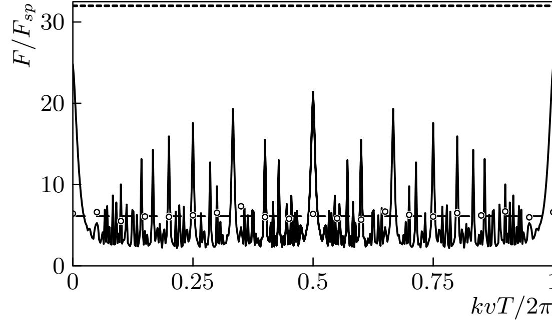


Рис. 14. Залежність сили світлового тиску, що діє на атом у полі двох зустрічних послідовностей світлових імпульсів від швидкості атома. Параметри: $\gamma T = 0{,}1$, $\tau = 0{,}1\,T$. Суцільна крива — розрахунок сили світлового тиску на атом для $\theta = 0{,}8\pi$ за формулами (2.5), (2.8) після встановлення квазістаціонарного розв'язку, штрихова лінія у верхній частині — те саме для $\theta = \pi$, кружечки — обчислена за час $100\,T$ після встановлення квазістаціонарного розв'язку середня сила світлового тиску, що діє на атом у випадку стохастичної фази імпульсів для $\theta = 0{,}8\pi$, штрихова лінія внизу — та ж сила, обчислена за формулою (2.20)

На рис. 14 показано залежність сили світлового тиску від швидкості атома вздовж напряму поширення імпульсів, обчислену за формулами (2.5), (2.6), (2.8) після встановлення квазістаціонарного розв'язку для постійних та стохастичних фаз $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT + \tau)$ і таку ж залежність для стохастичних фаз, обчислену за формулою (2.20). Сила, що діє на атом при $v = 0$ у випадку фіксованих фаз, відповідає значенню, обчисленому за (2.18), з точністю до 0,01 %.

Порівняння результатів, отриманих для стохастичних фаз із (2.20) та методом Монте-Карло [132, 133] шляхом послідовного застосування (2.5), (2.8) для стохастичних фаз, рівномірно розподілених на інтервалі $[0, 2\pi]$, показує їх добру узгодженість. Значення сили світлового тиску для стохастичних фаз для вказаних на рисунку параметрів, на відміну від випадку однієї послідовності імпульсів, розглянутої у попередньому розділі, близьке до усередненого за швидкістю значення сили світлового тиску за умови сталих фаз, отриманого інтегруванням суцільної кривої. Виходячи з цього та беручи до уваги, що час набору швидкості від v_{min} до v_{max} більшою мірою визначається мінімальним значенням сили на проміжку $[v_{min}, v_{max}]$, ніж її максимумами на цьому інтервалі, приходимо до висновку, що послідовності імпульсів зі стохастичними фазами прийнятніші для управління рухом атомів та молекул, ніж послідовності імпульсів зі сталими фазами.

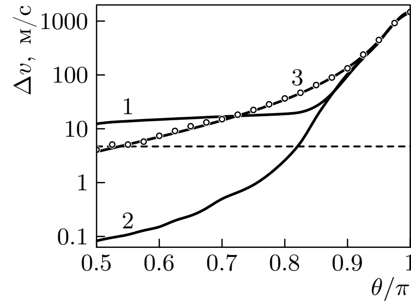


Рис. 15. Залежність зміни швидкості атома He* вздовж напряму поширення лазерного променя від площі імпульсів для прямокутного розподілу інтенсивності у радіальному напрямі. 1, 3 — початкова швидкість атома вздовж лазерного променя $v = 0$, 2 — $v = 100$ м/с; 1, 2 — розрахунок для фіксованих $\phi_+(nT)$, $\phi_-(nT + \tau)$ за формулами (2.5), (2.6), (2.8); 3 — розрахунок для стохастичних $\phi_+(nT)$, $\phi_-(nT + \tau)$ (кружечками позначені результати розрахунку за формулами (2.5), (2.6), (2.8), суцільною лінією — за формулою (2.20)). Тривалість взаємодії атома з полем 10 мкс, інші параметри вказані в тексті

2.1.4. **Чисельне моделювання світлового тиску на атоми He*.** Розглянемо тепер силу світлового тиску, що діє на атоми в полі послідовностей зустрічних імпульсів, з урахуванням зміни їх швидкості під час взаємодії з полем. Для моделювання оберемо найлегший атом, що використовується в експериментах зі світловим тиском [19] — атом гелію в метастабільному стані. Будемо вважати, що атоми гелію вилітають з надзвукового сопла і зі швидкістю $v_0 = 1000$ м/с перетинають лазерний промінь, утворений зустрічними послідовностями світлових імпульсів. Довжину хвилі лазерного випромінювання оберемо 1083,33 нм, що відповідає частоті переходу $2^3S_1 \to 2^3P_2$ у ^{4}He з часом життя у 2^3P_2 стані $\tau_{sp} = 98{,}04$ нс і призводить до зміни швидкості атома на 9,2 см/с при поглинанні чи вимушеному випромінюванні одного фотона. Нехай період повторення імпульсів $T = 1$ нс, $\tau = 0{,}1$ нс, їх тривалість ~ 1 пс, так що релаксаційними процесами під час дії імпульсу можна знехтувати. Підстановка відповідних значень у (2.17) показує, що рівняння (2.5) для імпульсів з близькою до π площею у даному разі квазістаціонарного розв'язку не мають. Розв'язуючи ці рівняння чисельно і обчислюючи $\int_0^t v\,dt'$ в (2.6), враховуємо, що залежність швидкості атома від часу має східчастий характер — після взаємодії з імпульсом світла його швидкість миттєво змінюється на певне значення.

Спочатку розглянемо взаємодію атомів гелію з полями з прямокутним розподілом інтенсивності у радіальному напрямі, тобто атоми He під час руху у світловому полі взаємодіють з імпульсами світла фіксованої площі θ. Нехай у радіальному напрямі за час взаємодії з полем атоми проходять шлях $2r_0 = 1$ см. Результуюча зміна швидкості атома залежно від площі лазерних імпульсів показана на рис. 15. Як видно з рисунка, для невеликих θ зміна швидкості атома вздовж лазерного променя істотно залежить від його початкової швидкості за умови

фіксованих $\phi_+(nT)$, $\phi_-(nT+\tau)$ (при початковій швидкості, що відповідає одному з максимумів на рис. 14, зміна швидкості при нетривалій взаємодії з полем значно більша, ніж при початковій швидкості, що відповідає одному з мінімумів). Відзначимо й добру узгодженість результатів розрахунку зміни швидкості за умови стохастичних фаз за формулою (2.20) для середньої сили, що діє на атом у випадку стохастичних фаз та за формулами (2.5), (2.6), (2.8) для фіксованих фаз у випадку близьких до π значень θ, що дає можливість використовувати формулу (2.20) для розрахунку зміни швидкості атома у полях послідовностей імпульсів з близькою до π площею.

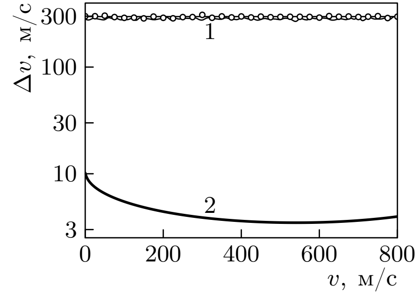


Рис. 16. Залежність зміни швидкості атома He* вздовж лінії поширення лазерного променя від його початкової швидкості у цьому напрямі для $\theta_0 = \pi$ (інші параметри вказані в тексті). Розподіл інтенсивності у радіальному напрямі гауссовий. Суцільна крива 1 розрахована за формулами (2.5), (2.6), (2.8), (2.21) для атома у полі зустрічних послідовностей імпульсів і фіксованих $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT+\tau)$, крива 2 — те саме для однієї послідовності імпульсів, кружечки — розрахунок за тими ж формулами для атома у полі зустрічних послідовностей імпульсів зі стохастичними фазами $\phi_+(nT)$, $\phi_-(nT+\tau)$. Прямою лінією показано зміну швидкості атома у випадку стохастичних фаз $\phi_+(nT)$ і $\phi_-(nT+\tau)$, отриману інтегруванням (2.20) з часовою залежністю площі імпульсу за формулою (2.21)

Тепер розглянемо взаємодію атомів гелію з полями з гауссовим розподілом інтенсивності у радіальному напрямі. Вважаємо, що площа імпульсів дорівнює θ_0 у центрі пучка та зменшується в e разів для атомів, що перебувають на відстані $r_0 = 5$ мм від центра. Таким чином, на атоми, що перетинають лазерний промінь, рухаючись через його центр, діють послідовності зустрічних імпульсів, площі яких з часом змінюються за законом

$$\theta = \theta_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T_{fl}^2}\right), \tag{2.21}$$

де $T_{fl} = r_0/v_0 = 5$ мкс, t_0 — час польоту атома від початку його взаємодії з полем ($t = 0$) до центра лазерного променя.

На рис. 16 показана залежність зміни швидкості атома вздовж лінії поширення лазерного променя від початкової швидкості атома у цьому ж напрямі. При розрахунках було обрано $t_0 = 3T_{fl}$ і вважалося, що атом такий же час знаходиться у лазерному промені після проходження його центра. Усереднення за початковою координатою атома

проводилося для зустрічних послідовностей імпульсів і не проводилося для випадку однієї послідовності імпульсів світла (у цьому разі результат від початкової координати атома не залежить). Відзначимо перш за все значно більшу, приблизно в 30 разів, зміну швидкості атома при взаємодії з двома зустрічними послідовностями світлових імпульсів порівняно з випадком однієї послідовності імпульсів. Для порівняння наведемо також зміну швидкості атома Не під дією сили F_{sp} протягом того ж часу — 14 м/с. Як видно з рисунка, зміна швидкості атома вздовж лазерного променя практично не залежить від її початкового значення для зустрічних послідовностей імпульсів і помітно змінюється зі зміною початкової швидкості для однієї послідовності імпульсів. Мінімум останньої залежності збігається зі значенням $\pi/(kT)$ відповідно до формули (2.9). Стосовно ж залежності зміни швидкості атома від її початкового значення при взаємодії із зустрічними послідовностями імпульсів, зазначимо, що проведені розрахунки вказують приблизні межі зміни швидкості. Чутливість отриманого результату до початкових умов настільки велика, що усереднення за початковою координатою неможливо провести з точністю, необхідною для побудови плавної кривої. Беручи до уваги значну зміну швидкості в процесі взаємодії атома з полем, можна чекати, що близький результат можна отримати, вважаючи хаотичними фази $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT+\tau)$. Дійсно, як видно з рис. 16, зміна швидкості у полі зустрічних імпульсів з хаотичними фазами дуже близька до її зміни у полі з фіксованими $\phi_+(nT)$ і $\phi_-(nT+\tau)$.

Випадок хаотичних фаз для близьких до π значень θ_0 за умови $\gamma T \ll 1$ можна проаналізувати аналітично; тут ми розглянемо лише випадок $\theta_0 = \pi$, коли зміна швидкості атома близька до максимально можливої. Помічаючи, що сила (2.20) має різкий максимум біля $\theta = \pi$, та виконуючи заміну змінних $t \to t + t_0$ і розкладаючи $\cos\theta$ в (2.21) в ряд за t, для сили світлового тиску отримуємо

$$F = 2\hbar k\gamma \frac{(T-2\tau)}{T} \left(\gamma T + \frac{\pi^2 t^4}{T_f^4}\right)^{-1}. \tag{2.22}$$

Інтегруючи (2.22) в межах $(-\infty, \infty)$, знаходимо зміну імпульсу атома за час його прольоту через лазерний промінь:

$$\Delta P = \hbar k \frac{(T-2\tau)\,T_f}{T^2} \sqrt{2\pi}\,\sqrt[4]{\gamma T}. \tag{2.23}$$

Розрахунок зміни швидкості $\Delta P/m$ атома гелію за час перетину лазерного променя за формулою (2.23) узгоджується з наведеним на рис. 16 результатом для стохастичних фаз з точністю 1 %.

Розглянемо тепер чутливість набутої швидкості атома до зміни максимальної площі імпульсу θ_0. Наведені вище результати показали, що зміна швидкості атома He унаслідок його тривалої взаємодії з полем зустрічних послідовностей імпульсів добре описується виразом (2.20), отриманим для випадку стохастичних фаз та законом зміни площі імпульсів (2.21), які "бачить" атом під час руху через лазерний промінь. На рис. 17 показано залежність зміни швидкості атома He* вздовж лінії поширення лазерного променя від максимальної площі імпульсу θ_0, обчислену таким чином, з якою добре узгоджується наведений тут же розрахунок за формулами (2.5), (2.6), (2.8), (2.21) для атома у полі зустрічних послідовностей імпульсів і фіксованих $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT+\tau)$.

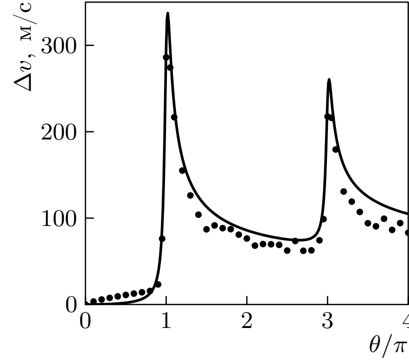


Рис. 17. Залежність зміни швидкості атома He* вздовж лінії поширення лазерного променя від максимальної площі імпульсу θ_0 для початкової швидкості атома $v = 0$. Суцільною лінією показано зміну швидкості атома у випадку стохастичних фаз $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT+\tau)$, отриману інтегруванням (2.20) з часовою залежністю площі імпульсу за формулою (2.21). Розрахунок за формулами (2.5), (2.8), (2.21), (2.6) для атома у полі зустрічних послідовностей імпульсів і фіксованих $\phi_+(nT)$ та $\phi_-(nT+\tau)$ показано кружечками. Параметри ті ж, що й на рис. 16

Відзначимо два важливих висновки, які можна зробити з аналізу рис. 17. По-перше, максимум зміни швидкості досягається не при $\theta_0 = \pi$, а при дещо більшому значенні θ_0. Очевидно, це пов'язано з дещо довшим часом взаємодії атома з імпульсами з близькою до π площею у цьому разі. По-друге, сприятливою для спостереження дії світлового тиску на атоми гелію є наявність досить високого постаменту на наведеній залежності між $\theta_0 = \pi$ та $\theta_0 = 3\pi$, так що навіть за умови далекого від оптимального вибору θ_0 зміна швидкості атома He у полі двох послідовностей зустрічних імпульсів на порядок більша, ніж за умови взаємодії з однією послідовністю (пор. рис. 16) чи під дією сили F_{sp} у одній біжучій хвилі. Наявність цього постаменту зумовлена тим, що для будь-якого $\theta_0 > \pi$ атом під час польоту через лазерний промінь пролітає через такі ділянки лазерного променя, де θ близьке до $(2n+1)\pi$, де n — ціле число, що й призводить до значної зміни його швидкості.

2.2. Атом у полі монохроматичної хвилі та зустрічної послідовності коротких світлових імпульсів

У пропозиції використання вимушеного випромінювання для збільшення сили світлового тиску, що діє на атом [43], крім взаємодії атома з зустрічними послідовностями π-імпульсів, обговорюється взаємодія атома з монохроматичною хвилею і зустрічною послідовністю π-імпульсів, коли частота Рабі Ω_M цієї хвилі задовольняє умову $\Omega_M = \pi/T$, де T — період повторення імпульсів, так що імпульс атома за умови $\gamma T \ll 1$ після циклу взаємодії π-імпульс—монохроматична хвиля змінюється на $2\hbar k$. Як наслідок на атом діє сила $2\hbar k/T$ така ж, як і у полі зустрічних послідовностей π-імпульсів. Підкреслимо, що цей результат справедливий для малого часу взаємодії атома з полем $t_{int} \ll \gamma^{-1}$. Зі зростанням часу взаємодії атома t_{int} з полем формується квазістаціонарне значення сили при $t_{int} > 5 - 7/\gamma$, яке може суттєво відрізнятися від $2\hbar k/T$. Знайдемо його.

Виходячи з рівняння Ліувілля (1.79) та виразу для сили світлового тиску (1.95), отримуємо середню за координатою атома силу світлового тиску в полі монохроматичної хвилі і зустрічної послідовності π-імпульсів:

$$F_M = \frac{6\hbar k\gamma \sin\phi\,(\phi - \sin\phi)}{(2\phi - \sin\phi - \phi\cos\phi)\sqrt{\phi\,(1+\cos\phi)\,(3\phi - \sin\phi)}} + \\ + \frac{\hbar k\gamma\left(8(1-\cos\phi) - \phi^2(2-\cos\phi) - 3\phi\sin\phi\right)}{2\phi\,(2\phi - \sin\phi - \phi\cos\phi)}, \tag{2.24}$$

де $\phi = \Omega_M T$. Цей вираз справедливий для великої інтенсивності монохроматичної хвилі, $\Omega_M \gg \gamma$ і малого періоду повторення імпульсів, $T \ll \gamma^{-1}$. Сила (2.24) прямує до F_{sp} при $\phi \to 0$ і до $-F_{sp}$ при $\phi \to \infty$ відповідно до того, превалюють π-імпульси чи монохроматична хвиля. При $\phi \to \pi$ спостерігається сингулярність: $\lim_{\phi\to\pi-0} F_M = \left(16 - 3\pi^2 + 4\sqrt{6}\pi\right) F_{sp}/3\pi^2 \approx 0{,}58 F_{sp}$, $\lim_{\phi\to\pi+0} F_M = \left(16 - 3\pi^2 - 4\sqrt{6}\pi\right) F_{sp}/3\pi^2 \approx -1{,}50 F_{sp}$. Останнє значення, яке дещо перевищує F_{sp}, — абсолютний максимум сили світлового тиску. Сингулярності сили світлового тиску, крім сингулярності при $\phi = \pi$, спостерігаються при $\phi = (2n+1)\pi$ для цілого n (див. рис. 18). Виходячи з отриманого результату, можна стверджувати, що за умови тривалої, більше за час спонтанного випромінювання зі збудженого стану, взаємодії атома з біжучою монохроматичною хвилею і зустрічною послідовністю π-імпульсів, на атом діє сила світлового тиску, близька за величиною до сили у полі однієї біжучої монохроматичної хвилі.

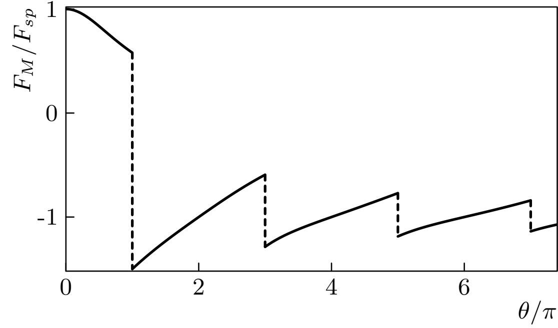


Рис. 18. Залежність сили тиску світла на атоми у полі монохроматичної хвилі і зустрічної послідовності π-імпульсів від $\phi = \Omega_M T$ (Ω_M — частота Рабі монохроматичної хвилі, T — період повторення імпульсів)

2.3. Дифузія імпульсу атомів у полі зустрічних послідовностей π-імпульсів

У полі π-імпульсів з резонансною до частоти атомного переходу несучою частотою недіагональні елементи матриці густини дорівнюють нулю, і взаємодію атома з полем можна описати, користуючись лише населеністю атомних станів. Розглянемо дифузію імпульсу атома в полі таких імпульсів [79].

Введемо розподіли населеностей атомів в основному $|1\rangle$ і збудженому $|2\rangle$ станах за імпульсами $n_1(p,t)$ і $n_2(p,t)$, нормовані на частку атомів, що перебувають у цих станах:

$$N_1(t) = \int n_1(p,t)\,\mathrm{d}p, \qquad N_2(t) = \int n_2(p,t)\,\mathrm{d}p, \qquad N_1 + N_2 = 1. \quad (2.25)$$

Беручи до уваги, що унаслідок взаємодії з π-імпульсом атом, який перебував в основному стані, переходить у збуджений, а атом, що перебував у збудженому стані, переходить в основний, і враховуючи зміну імпульсу атома в результаті цього переходу, можна записати

$$n_1(p,t_b) = n_2(p+\hbar k, t_a), \qquad n_2(p,t_b) = n_1(p-\hbar k, t_a), \qquad (2.26)$$

де $t_a = jT - 0$ — момент часу перед початком j-го імпульсу послідовності імпульсів $_+$, що поширюються у додатному напрямі осі z, $t_b = jT + 0$ — після його закінчення. Після закінчення взаємодії з полем j-го імпульсу послідовності $_+$ наступає період релаксації, під час якого зміна $n_1(p,t)$ і $n_2(p,t)$ з часом описуються рівняннями

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_1(p,t) &= \gamma \int n_2(p+\hbar q, t)\mathcal{P}(q)\,\mathrm{d}q, \\ \frac{\partial}{\partial t} n_2(p,t) &= -\gamma n_2(p,t), \end{aligned} \qquad (2.27)$$

де парна функція $\mathcal{P}(q)$ описує стохастичний характер спонтанного випромінювання.

2.3.1. Одна біжуча послідовність π-імпульсів. Розглянемо спочатку взаємодію атома з послідовністю π-імпульсів, що поширюються у позитивному напрямі осі z, починаючи з моменту часу $t = 0$. Знайдемо імпульс атома

$$P(t) = \int p\,[n_1(p,t) + n_2(p,t)]\,\mathrm{d}p \tag{2.28}$$

і середній квадрат імпульсу

$$R(t) = \int p^2\,[n_1(p,t) + n_2(p,t)]\,\mathrm{d}p \tag{2.29}$$

за умови $\gamma t \gg 1$, тобто після закінчення перехідних процесів. Очевидно, у цьому випадку початкове значення інверсії

$$\Delta N(0) = \int\,[n_2(p,0) - n_1(p,0)]\,\mathrm{d}p \tag{2.30}$$

не впливає на результат. Вважатимемо, що атоми летять перпендикулярно до напряму поширення імпульсів, і оберемо $\Delta N(0) = -\operatorname{th}(\gamma T/2)$. Тоді перед приходом імпульсу j з парним номером отримаємо

$$\begin{aligned} P(jT) &= \hbar k j \operatorname{th}\left(\frac{\gamma T}{2}\right), \\ R(jT) &= P^2(jT) + j\hbar^2 \operatorname{th}\left(\frac{\gamma T}{2}\right)\left[q_0^2 + \frac{k^2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{\gamma T}{2}\right)}\right] + \\ &\qquad + \frac{\hbar^2 k^2\left(1 - e^{-\gamma T j}\right)}{2\operatorname{ch}^2\left(\frac{\gamma T}{2}\right)}, \end{aligned} \tag{2.31}$$

де

$$q_0^2 = \int q^2 \mathcal{P}(q)\,\mathrm{d}q \tag{2.32}$$

це середній квадрат проекції на вісь z спонтанно випроміненого фотона. Звідси випливає, що коефіцієнт імпульсної дифузії має вигляд:

$$D = \frac{1}{2}\lim_{t\to\infty}\frac{R(t) - P^2(t)}{t} = \frac{\hbar^2}{2T}\operatorname{th}\left(\frac{\gamma T}{2}\right)\left[q_0^2 + \frac{k^2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{\gamma T}{2}\right)}\right]. \tag{2.33}$$

Перший член у квадратних дужках відповідає за дифузію атома в імпульсному просторі, зумовлену випадковим напрямом спонтанно випроміненого фотона, а другий — випадковою кількістю спонтанних переходів, завдяки яким у кінцевому рахунку і змінюється імпульс атома у випадку однієї біжучої хвилі. У випадку $\exp\left(\frac{\gamma T}{2}\right) \gg 1$ кількість актів спонтанного випромінювання детермінована — вона дорівнює кількості π-імпульсів, і доданок, що містить k, прямує до нуля.

2.3.2. Дві зустрічні послідовності π-імпульсів. Розглянемо тепер взаємодію атома з двома послідовностями зустрічних π-імпульсів, що поширюються вздовж осі z, починаючи з моменту часу $t = 0$.

Рівняння, що описують зміну розподілу населеностей за імпульсами за час взаємодії з полем від $t_c = jT + \tau - 0$ перед початком j-го імпульсу послідовності $_-$, що поширюється у від'ємному напрямі осі z (τ — часовий зсув між послідовностями імпульсів $_+$ і $_-$), до його закінчення $t_d = jT + \tau + 0$, можна отримати з (2.26) заміною $k \to -k$, $t_a \to t_c$, $t_b \to t_d$. Зміна розподілу населеностей за імпульсами, що відбувається на часових проміжках між взаємодією атома зі світловими імпульсами, описується рівняннями (2.27).

Як і в попередньому випадку, вважатимемо, що атоми летять перпендикулярно до напряму поширення імпульсів, і оберемо

$$\Delta N(0) = -\frac{1 + e^{\gamma T} - 2e^{\gamma\tau}}{e^{\gamma T} - 1}\,. \tag{2.34}$$

Тоді після закінчення j-ої пари імпульсів отримаємо

$$P(jT) = \frac{2\hbar k j}{e^{\gamma T} - 1}\left(e^{\gamma T - \gamma\tau} - e^{\gamma\tau}\right), \tag{2.35}$$

відповідно до виразу (2.15), беручи до уваги, що зміна імпульсу під дією сили F протягом часу $t = jT$ дорівнює FjT. Середній квадрат імпульсу у цьому разі має такий вигляд:

$$\begin{aligned} R(jT) = P^2(jT) + 2\hbar^2 e^{-2\gamma\tau}\left(e^{\gamma\tau} - 1\right)\left(e^{\gamma T} - e^{\gamma\tau}\right)\left(e^{\gamma T} - 1\right)^{-1} \times \\ \times \left\{ j q_0^2 e^{\gamma\tau} + \frac{2k^2}{\left(e^{\gamma T} - 1\right)^2}\left[j\left(e^{\gamma T} + 1\right)\left(e^{\gamma T} + e^{2\gamma\tau}\right) + \right.\right. \\ \left.\left. + 4je^{\gamma T + \gamma\tau} - \frac{2e^{\gamma T}}{e^{\gamma T} - 1}\left(1 - e^{\gamma T j}\right)\left(e^{\gamma\tau} + 1\right)\left(e^{\gamma T} + e^{\gamma\tau}\right)\right]\right\}. \end{aligned} \tag{2.36}$$

Звідси випливає вираз для коефіцієнта імпульсної дифузії:

$$D = \frac{\hbar^2 \left(e^{\gamma\tau} - 1\right)}{T\left(e^{\gamma T} - 1\right)} \left(e^{\gamma T - \gamma\tau} - 1\right) \times \\ \times \left\{ q_0^2 + \frac{2k^2}{\left(e^{\gamma T} - 1\right)^2} \left[\left(e^{\gamma T} + 1\right)\left(e^{\gamma T - \gamma\tau} + e^{\gamma\tau}\right) + 4e^{\gamma T} \right] \right\}. \tag{2.37}$$

Як і слід було чекати, вираз для D симетричний відносно відхилення τ від $T/2$. Коефіцієнт дифузії імпульсу максимальний при $\tau = T/2$, коли сила світлового тиску (2.15) і переданий атому імпульс (2.35) дорівнюють нулю, і дорівнює нулю при $\tau = 0$ і $\tau = T$, коли сила світлового тиску і переданий атому імпульс (2.35) максимальні. У найцікавішому випадку, коли $\gamma T \ll 1$, коли сила досягає найбільшого значення при заданій затримці між імпульсами τ, коефіцієнт дифузії запишемо так:

$$D = \gamma\tau \frac{\hbar^2}{T} \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \left[q_0^2 + \left(\frac{4k}{\gamma T}\right)^2 \right]. \tag{2.38}$$

Порівнюючи у цьому випадку середню зміну імпульсу $P = Ft$ і величину середньоквадратичного відхилення імпульсу атомів від нього $\Delta P = \sqrt{2Dt}$, бачимо, що дифузія практично не впливає на рух атомів при

$$t > \frac{8\tau}{\gamma T} \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \left(1 - \frac{2\tau}{T}\right)^{-2}. \tag{2.39}$$

2.4. Світловий тиск на атоми у біхроматичному полі зустрічних хвиль

Розглянута вище взаємодія атома з послідовністю зустрічних світлових імпульсів призводить до упорядкування актів поглинання і вимушеного випромінювання світла таким чином, що швидкість передачі імпульсу атому визначається швидкістю вимушених переходів на відміну від однієї біжучої хвилі, де спонтанне випромінювання є необхідною компонентою циклічної взаємодії з полем з середньою зміною імпульсу атома на $\hbar k$ за кожен цикл поглинання + спонтанне випромінювання. Як вже говорилося, можна чекати, що взаємодія атома з будь-якими двома зустрічними хвилями за умови кореляції між ними може призвести до появи значної, порівняно з максимальним значенням у полі однієї біжучої хвилі $F_{sp} = \hbar k\gamma/2$, сили світлового тиску на

атом. По суті, мова йде про кореляцію компонент розкладу поля у ряд Фур'є. Найпростіший випадок полів зі змінною амплітудою — біхроматичне поле, в якому наявні лише дві компоненти Фур'є, коли поле, що діє на атом, має вигляд (1.107). Світловий тиск на атоми у такому полі вивчався в працях [29, 30, 32, 33, 37, 40, 53–57, 79].

Знайдемо силу світлового тиску на атом у біхроматичному полі:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t - kz) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right) + \\ & + \boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t + kz) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right), \end{aligned} \tag{2.40}$$

яке також можна записати як поле двох стоячих хвиль з частотами $\omega \pm \Omega_m/2$, зсунутих одна відносно одної вздовж осі z на $z_s = \psi/k$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t - \tfrac{1}{2}\Omega_m t\right) \cos\left(kz + \tfrac{1}{2}\psi\right) + \\ & + \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t + \tfrac{1}{2}\Omega_m t\right) \cos\left(kz - \tfrac{1}{2}\psi\right). \end{aligned} \tag{2.41}$$

Тут $z = z_0 + vt$ — координата атома у лабораторній системі відліку, z_0 — його координата при $t = 0$, v — проекція швидкості атома на вісь z.

Стан атома будемо описувати дійсними блохівськими змінними w, u, s, пов'язаними з матричними елементами матриці густини $\varrho_{nm} = \langle n|\varrho|m\rangle$ співвідношеннями

$$\varrho_{22} = \tfrac{1}{2}(1 + w), \qquad \varrho_{12} = \tfrac{1}{2}(u - is)\exp(i\omega t), \tag{2.42}$$

для яких з рівняння Ліувілля:

$$i\hbar \tfrac{\partial}{\partial t}\varrho(t) = [H(t), \varrho(t)] + R(t) \tag{2.43}$$

з гамільтоніаном

$$H(t) = \hbar\omega_0 |2\rangle\langle 2| - \boldsymbol{d}\mathcal{E}, \tag{2.44}$$

де $\boldsymbol{d}$ — оператор дипольного моменту атома, і релаксаційним членом:

$$R(t) = i\hbar\gamma\left[\varrho_{22}|1\rangle\langle 1| - \tfrac{1}{2}\varrho_{12}|1\rangle\langle 2| - \tfrac{1}{2}\varrho_{21}|2\rangle\langle 1| - \varrho_{22}|2\rangle\langle 2|\right] \tag{2.45}$$

у наближенні обертової хвилі отримуємо рівняння Блоха:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} = & -2\Omega_0 \left(u \sin\frac{\Omega_m t}{2} \sin kz \, \sin\frac{\psi}{2} + s \cos\frac{\Omega_m t}{2} \cos kz \, \cos\frac{\psi}{2}\right) - \\ & - \gamma(1 + w), \\ \frac{\partial u}{\partial t} = & \Delta s - \frac{\gamma}{2} u + 2\Omega_0 w \sin\frac{\Omega_m t}{2} \sin kz \, \sin\frac{\psi}{2}, \\ \frac{\partial s}{\partial t} = & -\Delta u - \frac{\gamma}{2} s + 2\Omega_0 w \cos\frac{\Omega_m t}{2} \cos kz \, \cos\frac{\psi}{2}. \end{aligned} \tag{2.46}$$

Тут $\Delta = \omega_0 - \omega$, ω_0 — частота атомного переходу, $\Omega_0 = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_0/\hbar$, $z = z_0 + kvt$, v — проекція швидкості атома на вісь z. Як і раніше, $\boldsymbol{d}_{12} = \langle 1|\boldsymbol{d}|2\rangle$ вважаємо дійсною величиною. Сила (1.91), що діє на атом, має вигляд

$$F = \hbar k\Omega_0 \left(u\cos\frac{\Omega_m t}{2}\sin kz\,\cos\frac{\psi}{2} + s\sin\frac{\Omega_m t}{2}\cos kz\,\sin\frac{\psi}{2} \right). \quad (2.47)$$

У випадку слабкого насичення переходу $\Omega_0 \ll \gamma$ рівняння Блоха можна розв'язати розкладом за малим параметром $\Omega_0 \ll \gamma$. Для симетричного випадку $\Delta = 0$ середня за часом і z_0 сила світлового тиску, що діє на атом (2.47) визначається так:

$$F = 2\hbar k\Omega_m \left(\frac{\Omega_0}{\gamma}\right)^4 \frac{\left[1 + (\Omega_m/\gamma)^2 - (2kv/\gamma)^2\right]\sin 2\psi}{\left[\left(1 + \frac{{\Omega_m}^2}{\gamma^2}\right)^2 + \frac{(2kv)^4}{\gamma^4} + 8\frac{(kv)^2}{\gamma^2}\left(1 - \frac{{\Omega_m}^2}{\gamma^2}\right)\right]^2}. \quad (2.48)$$

Сила (2.48) змінює знак при

$$v = v_{zero} = \pm 0{,}5\sqrt{\gamma^2 + \Omega_m^2}/k. \quad (2.49)$$

$kv = \pm 0{,}5\sqrt{\gamma^2 + \Omega_m^2}$. Цей результат, як буде видно далі, справедливий і при $\Omega_0 \gg \gamma$. Знакосталість сили в широкому інтервалі значень $kv \sim \Omega_m$ робить силу в біхроматичному полі зручним інструментом для керування рухом атомів.

Випадок довільних Ω_0/γ розглянемо спочатку для $v = 0$. Нас цікавить розв'язок (2.46), що встановлюється після перехідного періоду порядку кількох $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$. Його можна знайти, записуючи w, u, s у вигляді рядів Фур'є:

$$\begin{aligned} w &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n \exp\left(\tfrac{1}{2} in\Omega_m t\right), \\ u &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n \exp\left(\tfrac{1}{2} in\Omega_m t\right), \\ s &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} s_n \exp\left(\tfrac{1}{2} in\Omega_m t\right). \end{aligned} \quad (2.50)$$

Підставляючи (2.50) в (2.46), знаходимо рекурентне співвідношення для w_n:

$$A_{n+2}w_{n+2} + B_n w_n + A_n w_{n-2} = -2i\gamma\Omega_0^{-2}\delta_{n0}. \quad (2.51)$$

Тут $\delta_{n0} = 1$ при $n = 0$ і $\delta_{n0} = 0$ при $n \neq 0$,

$$\begin{aligned} A_n &= \left(\frac{1}{\alpha^*_{-n+1}} - \frac{1}{\alpha_{n-1}}\right)\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right)\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right), \\ B_n &= \frac{-n\Omega_m + 2i\gamma}{\Omega_0^2} + \left(\frac{1}{\alpha^*_{-n+1}} - \frac{1}{\alpha_{n+1}}\right)\cos^2\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + \\ &\quad + \left(\frac{1}{\alpha^*_{-n-1}} - \frac{1}{\alpha_{n-1}}\right)\cos^2\left(kz + \frac{\psi}{2}\right), \\ \alpha_n &= \Delta - \tfrac{1}{2}n\Omega_m + \tfrac{1}{2}i\gamma\,. \end{aligned} \tag{2.52}$$

Поклавши $w_{n+2} = w_n q_n$, отримаємо

$$q_n = -\frac{A_{n+2}}{A_{n+4}q_{n+2} + B_{n+2}} \tag{2.53}$$

для парних n і $q_n = 0$ для непарних. З (2.51) при $n = 0$ з урахуванням $A_2 = -A_0^*$ випливає

$$w_0 = -\frac{2i\gamma}{\Omega_0^2\left(B_0 + A_0 q_0^* - A_0^* q_0\right)}, \tag{2.54}$$

де q_0 визначається неперервним дробом (2.53). Сила, що діє а атом, записується через w_0 та q_0 так:

$$\begin{aligned} F =& \frac{\hbar k}{2} w_0 \Omega_0^2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{\alpha_{-1}}\sin\left(kz + \frac{\psi}{2}\right)\left[\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) + q_0^*\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right)\right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{\alpha_1}\sin\left(kz - \frac{\psi}{2}\right)\left[\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + q_0\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right)\right]\right\}. \end{aligned} \tag{2.55}$$

Як і при слабкому насиченні переходу, F — непарна функція ψ з періодом π, проте для великих Ω_0/γ залежність усередненої за початковою координатою сили $F_{av} = \frac{k}{2\pi}\int_0^{2\pi/k} F\mathrm{d}z$ від ψ, як видно з рис. 19, істотно відрізняється від синусоїдальної. Максимального значення за умови фіксованої частоти Рабі Ω_0, як видно з рис. 19, *а*, сила досягає при $\psi \approx \pi/4$ і $\Omega_m \approx \Omega_0$; воно складає близько 40 % максимальної сили світлового тиску у полі послідовностей зустрічних імпульсів (2.16) з таким же періодом $T = 2\pi/\Omega_m$, як і період біхроматичного поля.

З іншого боку, як видно з рис. 19, *б*, за умови фіксованої частоти модуляції Ω_m максимальне значення сили зростає зі зростанням Ω_0; при цьому оптимальне значення ψ за умови $\Omega_0 > \Omega_m$ значно менше ніж $\pi/4$ і зменшується приблизно обернено пропорційно Ω_0. Для кривої $\Omega_0 = 5\,\Omega_m$ максимальне значення сили світлового тиску пе-

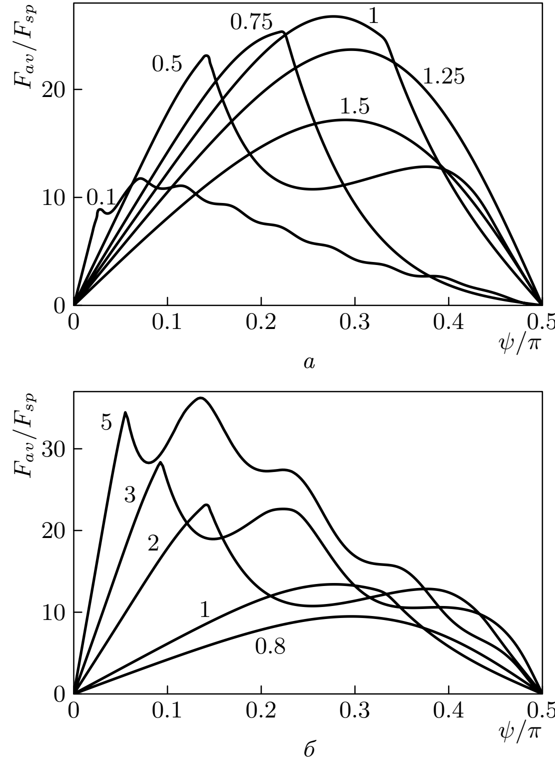


Рис. 19. Залежності сили світлового тиску, що діє на атом, від зсуву фаз ψ між зустрічними хвилями (1.107) для різних частот модуляції Ω_m і фіксованої частоти Рабі $\Omega_0 = 100\gamma$ (*а*), для різних частот Рабі Ω_0 і фіксованої частоти модуляції $\Omega_m = 50\gamma$ (*б*) для повільних атомів $kv \ll \gamma$, розрахованих за формулами (2.52–2.55). Криві марковані значеннями Ω_m/Ω_0 (*а*) і Ω_0/Ω_m (*б*)

ревищує (2.16) на кілька відсотків, що говорить про зростання ролі багатофотонних процесів при $\Omega_0 \gg \Omega_m$.

Для високої частоти модуляції

$$\Omega_m \gg \max(\Omega_0, \gamma), \tag{2.56}$$

з (2.52–2.55) можна отримати аналітичні вирази для усередненої на довжині хвилі сили світлового тиску на атом, покладаючи $q_2 = 0$. У випадку $\Delta = 0$ знаходимо

$$F = \hbar k \sin 2\psi \frac{\Omega_0^4 \left(3\Omega_0^2 + 4\gamma^2\right)}{2\Omega_m^5}. \tag{2.57}$$

Згідно з наближенням (2.56) сила, що діє на атом у біхроматичному полі зустрічних хвиль, у цьому разі завжди менша за силу тиску в полі біжучої хвилі (1.103). Пояснення цього результату очевидне — при $\Delta = 0$ обидві спектральні компоненти поля далекі від частоти атомного переходу. У випадку ж $\Delta = \pm\Omega_m/2$ одна з компонент резонансна

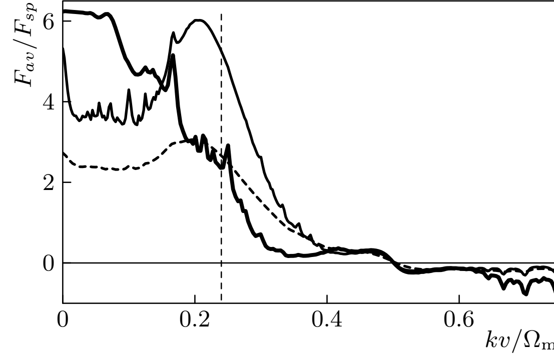


Рис. 20. Залежності усередненої за початковою координатою і часом сили світлового тиску, що діє на атом, від швидкості в одиницях Ω_m/k, знайдені інтегруванням рівняння Блоха (2.46) та виразу для сили (2.47). Параметри: $\psi = \pi/4$; $\Omega_m = \Omega_0 = 10\gamma$ (штрихова лінія), $\Omega_m = \Omega_0 = 20\gamma$ (тонка суцільна лінія), $\Omega_m = \sqrt{2/3}\,\Omega_0 = 20\gamma$ (товста суцільна лінія). Вертикальною лінією показано значення kv_{width}/Ω_m, обчислене за формулою (2.63)

з частотою атомного переходу, і сила тут значно більша. Вибравши $\Delta = \Omega_m/2$, знаходимо

$$F = \frac{\hbar k \sin 2\psi \Omega_0^2}{4\Omega_m}\left(1 - \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 + 2\Omega_0^2}}\right). \tag{2.58}$$

При малих $\Omega_0 \ll \gamma$ сила світлового тиску зростає пропорційно Ω_0^4, або квадрату інтенсивності лазерного випромінювання. Далі, при $\gamma \ll \Omega_0 \ll \Omega_m$ сила пропорційна Ω_0^2, або інтенсивності лазерного випромінювання і перевищує $F_{sp} = \hbar k\gamma/2$ при $\Omega_0 > \sqrt{2\gamma\Omega_m}$.

На рис. 20 показано залежності середньої сили, що діє на атом, від його швидкості:

$$F_{av} = \frac{k}{2\pi t_{av}} \int\limits_0^{2\pi/k} \mathrm{d}z_0 \int\limits_{t_b}^{t_{av}+t_b} F\,\mathrm{d}t. \tag{2.59}$$

При побудові цих графіків усереднення сили за часом починалося з моменту $t_b = 7/\gamma$, коли вже встановився квазістаціонарний розв'язок рівнянь Блоха. Час усереднення t_{int} обрано так, щоб він дорівнював періоду квазістаціонарного розв'язку рівнянь Блоха (2.46) для всіх обчислених точок кривих. Криві побудовано для параметрів, близьких до оптимальних — $\Omega_m = \Omega_0$ і $\psi = \pi/4$. Як видно з рисунка, сила знакостала на інтервалі $kv \in [0, \Omega_m/2]$. Зі збільшенням Ω_0 краще видно

доплеронні резонанси [134], пов'язані з поглинанням n фотонів з однієї фур'є-компоненти поля і вимушеного випромінювання $n \pm 1$ фотонів в іншу. Як бачимо, область знакосталості діючої на атом сили визначається різницею частот біхроматичних хвиль і практично збігається з результатом, отриманим для випадку слабких полів (2.49). Товста лінія — залежність сили від швидкості, розраховану для оптимального відношення $\Omega_0/\Omega_m = \sqrt{3/2}$ при $\psi = \pi/4$, коли вона характеризується одним широким максимумом [33]. В основі теорії біхроматичної сили, викладеної в [33] і побудованої на основі аналізу опису еволюції атома у базисі власних станів гамільтоніана у біхроматичному полі, лежить аналіз поведінки власних значень $\hbar\varpi$ гамільтоніана Флоке[7]:

$$H_{Floquet} = \frac{\hbar}{2}\left[\begin{array}{cc} 0 & \widetilde{\Omega} \\ \widetilde{\Omega}^* & -\Omega_m \end{array}\right] - i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t} \tag{2.60}$$

(квазіенергій), де

$$\widetilde{\Omega} = \Omega_0\left[\cos\left(kz - \tfrac{1}{2}\psi\right) + \cos\left(kz + \tfrac{1}{2}\psi\right)e^{-i\Omega_m t}\right] \tag{2.61}$$

зі зміною координата атома (див. рис. 21). Зазначимо, що власні значення гамільтоніана Флоке визначаються з точністю до $n\hbar\Omega_m$, де n — довільне ціле. Хоча з математичної точки зору вони еквівалентні, для фізичної інтерпретації процесу взаємодії атома з біхроматичним полем зручно аналізувати всю сукупність власних значень. Як показано в [33], зміна власного значення на $\pm\hbar\Omega_m/2$ у слабкому полі відповідає переходу атома з основного у збуджений стан з поглинанням фотона з енергією $\omega_0 \pm \Omega_m/2$ чи зі збудженого в основний з випромінюванням фотона відповідної частоти.

Розглянемо спочатку випадок малої частоти Рабі (рис. 21, *а*) коли відсутні перетини чи "уникнуті перетини" кривих власних значень, які відображають їх залежність від координати атома z. Сила, що діє на атом, що перебуває в одному з власних станів ("одягнутих" станів) гамільтоніана, визначається градієнтом $-\hbar\varpi$ при даному значенні координати і населеністю відповідного власного стану гамільтоніана. Атом загалом описується суперпозицією власних станів, і результуюча сила визначається населеністю цих станів. Вперше такий під-

[7]Обчислення власних значень проводилося за процедурою, описаною в [135]. Застосування її до системи двох рівнянь для комплексних амплітуд станів дворівневого атома описано в додатку.

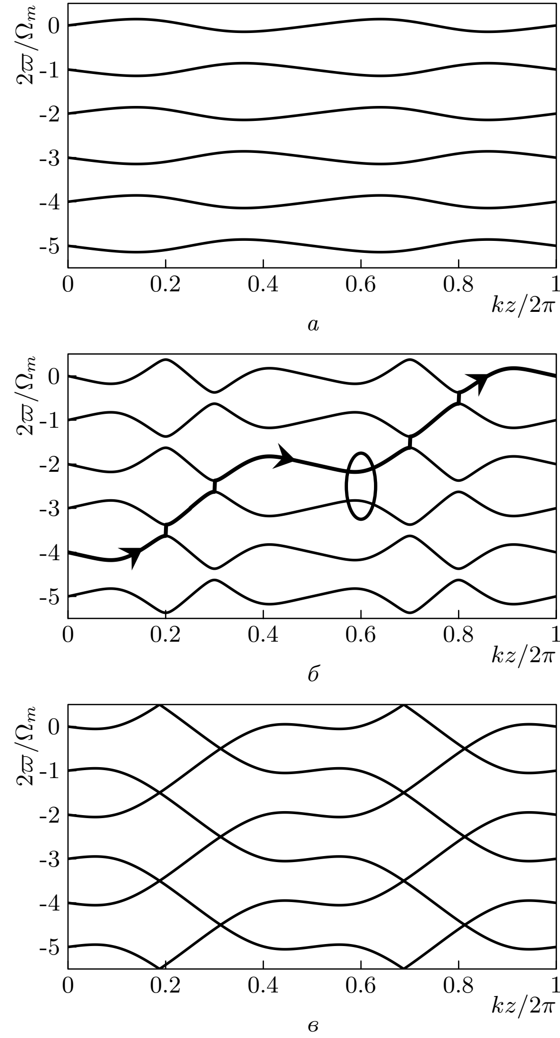


Рис. 21. Просторова залежність квазіенергій від координати атома для $\psi = \pi/4$ в одиницях $\hbar\Omega_m/2$ при різних співвідношеннях Ω_0 і Ω_m: *а* — $\Omega_0 = \Omega_m/2$, *б* — $\Omega_0 = 3\Omega_m/2$, *в* — $\Omega_0 = \sqrt{3/2}\Omega_m$

хід інтерпретації сили світлового тиску на атом для випадку стоячої хвилі було запропоновано Дж. Далібардом і К. Коен-Танноуджі [136]. Саме залежність населеності власних станів від координати атома і призводить до ненульового значення сили при усередненні за ансамблем нерухомих атомів. Ясно, що така ж сила діє і на атом, який повільно рухається. Оскільки час встановлення населеності власних станів визначається процесом спонтанного випромінювання, сила, що діє на атом, мало змінюється зі зростанням швидкості, поки час

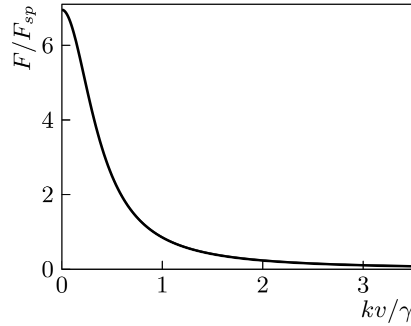


Рис. 22. Залежність сили світлового тиску від швидкості атома для невеликого відношення $\Omega_0/\Omega_m = 1/2$ при $\psi = \pi/4$, що відповідає рис. 21, *а*. Різниця частот біхроматичного поля $\Omega_m = 100\gamma$

проходження атомом довжини хвилі лазерного випромінювання малий порівняно з γ^{-1}, тобто при $kv \ll \gamma$. Зі зростанням швидкості понад γ/k населеності власних станів практично не змінюються за час проходження довжини хвилі, і середнє значення діючої на атом сили різко зменшується зі зростанням швидкості (див. рис. 22). Для того щоб діюча на атом сила була значною і при $v > \gamma/k$, треба, щоб існували такі значення координати атома, при яких власні значення гамільтоніана Флоке настільки зближувалися, щоб при $v > \gamma/k$ відбувалися переходи Ландау—Зінера між відповідними власними станами з близькою до одиниці імовірністю (див. відповідну залежність для $\Omega_0 = 3\Omega_m/2$ на рис. 21, *б* і товсту лінію на ньому). Беручи до уваги, що зміна квазіенергії атома дорівнює роботі сили світлового тиску, знаходимо максимальну силу:

$$F_{bichro} = \hbar\Delta\varpi/(2\pi/k) = \hbar k\Omega_m/\pi, \tag{2.62}$$

що може діяти на атом у біхроматичному полі двох стоячих хвиль. Вона точно така ж, як і максимальна сила, що діє на атом у полі послідовностей зустрічних π-імпульсів (2) з періодом $2\pi/\Omega_m$. Описана картина оптимальної взаємодії атома з полем для випадку $\Omega_0 = 3\Omega_m/2$ правильна доти, поки швидкість атома не настільки велика, щоб відбувалися переходи не тільки вздовж вертикальних відрізків, а й на ділянці зближення квазіенергій, показаної еліпсом. Такі переходи обмежують діапазон швидкості, в якому діюча на атом сила велика. Діапазон швидкостей атома, в якому діюча на атом сила світлового тиску становить величину порядку (2.62), визначається нерівністю

$$|v| < v_{width} = \frac{0{,}38\Omega_m/k}{\ln(0{,}76\Omega_m/\pi\gamma)}. \tag{2.63}$$

Відповідне параметрам рис. 20 значення kv_{width}/Ω_m показано на ньому вертикальною прямою лінією. Як видно, воно дає цілком задовільну оцінку інтервалу значень швидкості, при яких діюча на атом сила світлового тиску за порядком величини близька до максимальної.

Можна підібрати таке співвідношення Ω_0, Ω_m і ψ, щоб зближення квазіенергій $\hbar\varpi$ було максимальним, як показано на рис. 21, *в*. У цьому разі умови для формування великої сили світлового тиску, що діє на атом у широкому діапазоні швидкості атома, оптимальні. Відповідну цим параметрам рис. 21, *в* залежність сили від швидкості атома показано на рис. 20 товстою суцільною лінією. Подальше збільшення Ω_0 (не показано на рис. 21) знову призведе до випадку, коли імовірність переходів Ландау—Зінера біля точок зближення квазіенергій стане близька до одиниці, і умови взаємодії атома з полем стануть близькими до оптимальних.

Зі сказаного вище зрозуміло, що для заданих величин ψ і Ω_m існує низка значень Ω_0, для яких можна чекати залежності великого значення сили світлового тиску в широкому інтервалі швидкостей (2.63). Найбільший інтерес становить найменше значення Ω_0, яке відповідає мінімальній інтенсивності лазерного випромінювання. Відповідне йому значення ψ при заданому Ω_m визначається рівнянням

$$\psi = \arcsin \frac{\sqrt{3}\,\Omega_m}{2\Omega_0}\,. \tag{2.64}$$

Вперше отримано залежність сили від швидкості і визначено межі її знакосталості в 1988 р. у праці [53], пізніше, в 1997 р. у праці [56] її було підтверджено для інших значень параметрів, що описують взаємодію атома з полем. У 2004 році Л. П. Яценко і Г. Меткалф побудували теорію, яка пояснює значну, порядку Ω_m/k, ширину максимуму залежності сили світлового тиску від швидкості атома (2.63) [33]. Вперше силу вимушеного світлового тиску було зареєстровано в 1989 р. в [54] і вже наступного року ці результати були підтверджені в роботі Р. Грімма, Ю. Б. Овчинникова, А. І. Сидорова і В. С. Лєтохова [37]. Опублікована 1997 р. праця Дж.Содінга, Р. Грімма, Ю. Б. Овчинникова, Ф. Бойєра і Ч. Саломона [56] вже містить у собі важливий прикладний результат — досягнуто збільшення сили світлового тиску на атоми натрію до величини порядку F_{sp}, що дозволило сповільнити атоми цезію, які мали швидкість 240 м/с до швидкості 120 м/с на відстані 10 см та зі ~ 100 до ~ 10 м/с. Це відповідає границі утримання атомів у стандартній магнітооптичній пастці. У наступному параграфі ми викладемо результати праці [33], які вказують шлях до оптимізації параметрів взаємодії атома з полем з метою збільшення сили вимушеного світлового тиску, а в параграфі 2.5 наведемо результати перших експериментальних досліджень сили вимушеного світлового тиску, здійснених в піонерських працях [54, 79].

2.5. Експериментальні дослідження вимушеного світлового тиску на атоми натрію

На практиці найчастіше здійснюють дослідження світлового тиску на атоми, резонансні переходи яких лежать у області, зручній для генерації потужного монохроматичного лазерного випромінювання. Крім того, для ефективного здійснення спонтанного світлового тиску на атом важливо, щоб спонтанний перехід зі збудженого стану здійснювався в основний або у метастабільний стан, тоді можна багатократно повторити цикл "поглинання фотона—спонтанний перехід". Такі вимоги до атома визначили коло оптимальних об'єктів: основні експериментальні роботи із вивчення механічної дії світла на атом здійснено з атомами лужних (^{7}Li, ^{23}Na, ^{39}K, ^{85}Rb, ^{133}Cs) та лужноземельних металів (^{24}Mg, ^{40}Ca, ^{88}Sr, ^{138}Ba), а також з метастабільними атомами благородних газів (^{4}He, ^{20}Ne, ^{40}Ar, ^{84}Kr, ^{132}Xe) [19].

2.5.1. Експериментальні схеми дослідження світлового тиску на атоми натрію. Відомим об'єктом для дослідження механічної дії світла на атоми є натрій. З використанням атомів натрію у 1933 р. Р. Фріш першим спостерігав відхилення атомного пучка під дією сили резонансного світлового тиску випромінювання натрієвої лампи [14]. Перші праці щодо застосування лазерів для керування рухом атомних часток також виконані з атомами натрію [137, 138].

Спектроскопічні характеристики оптичного переходу $3^2S_{1/2} \leftrightarrow \leftrightarrow 3^2P_{3/2}$, який ми використовували для досліджень механічної дії світла на атом натрію [54, 79], наведено у табл. 2.1. Поперечний перетин резонансного поглинання $\sigma_{12} = 3\lambda^2/2\pi$ та насичувальна інтенсивність $I_s = \pi hc/3\lambda^3\tau$ визначені для найсильнішого переходу між магнітними підрівнями. Частота віддачі $\nu_r = \omega_r/2\pi = (1/2\pi)(\hbar k^2/2M)$. Час життя збудженого рівня τ та ширина лінії γ пов'язані між собою співвідношенням $\tau = \gamma^{-1}$.

Розщеплення між енергетичними рівнями натрію з $J = 1/2$ та $J = 3/2$ становить близько 515 ГГц (див. рис. 23). Спін I ядра ^{23}Na

Таблиця 2.1.

Спектроскопічні характеристики оптичного переходу $3^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2P_{3/2}$ в атомі ^{23}Na

I	λ, нм	τ, нс	$\gamma/2\pi$, МГц	$\sigma_{12} \cdot 10^{15}$ м^2	I_s, мВт/см^2	ν_r, кГц
3/2	589,16	15,90	10,01	165,7	6,40	24,99

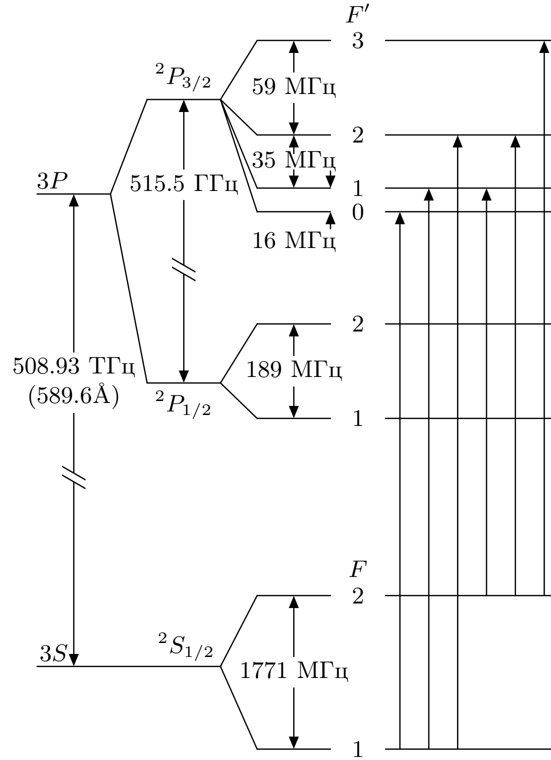


Рис. 23. Схема енергетичних рівнів атома натрію. Масштаб енергій при зображенні положення енергетичних рівнів не витримано для задля наочності

(єдиний стабільний ізотоп) дорівнює 3/2. Взаємодія спіну ядра **I** з повним кутовим моментом електрона **J** призводить до розщеплення енергетичних рівнів атома на компоненти надтонкої структури. Повний кутовий момент атома натрію $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ для нижнього енергетичного рівня ($I = 3/2$, $J = 1/2$) набуває значень $F_g = 1$ та $F_g = 2$ і розщеплення між енергетичними рівнями, які відповідають різним F_g, становить 1,772 ГГц. Для енергетичного рівня $3^2P_{3/2}$ $F_e = 0, 1, 2, 3$ і розщеплення дорівнюватиме близько 100 МГц. Таким чином, основний рівень переходу розщеплюється на два підрівні надтонкої структури, а збуджений відповідно на чотири рівні. Зумовлений надтонкою взаємодією зсув енергетичних рівнів можна розрахувати за формулою [139]:

$$\Delta E_{hfs} = \pi\hbar AK + 2\pi\hbar B \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(J-1)} \qquad (2.65)$$

де $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, $A = 885{,}813$ МГц для основного стану $3^2S_{1/2}$ і $A = 18{,}69$ МГц для збудженого стану $3^2P_{3/2}$, а $B =$

= 2,90 МГц [139]. Відповідно різниця енергій сусідніх енергетичних рівнів зміниться на

$$\Delta E_{hfs}(F) - \Delta E_{hfs}(F-1) = \pi\hbar AF + \\ + 6\pi\hbar BF \frac{F^2 - I(I+1) - J(J+1) + 1/2}{2I(2I-1)J(J-1)}, \tag{2.66}$$

де F означає найбільше значення повного моменту.

Кожному з цих енергетичних рівнів відповідає $(2I+1)(2J+1)$ вироджених за енергією зеєманівських підрівнів, тобто для натрію з $I = 3/2$ матимемо 8 підрівнів для основного стану ($J_1 = 1/2$) та 16 підрівнів для збудженого стану $3^2P_{3/2}$ ($J_2 = 3/2$). Схему переходів між зеєманівськими підрівнями для лінійної та циркулярної поляризації наведено на рис. 24.

Релаксація збудженого рівня здійснюється шляхом спонтанного переходу атома в основний стан. За правилами відбору $\Delta F = \pm 1, 0$, так що атом, збуджений на рівень з повним моментом F, може перейти на один з трьох нижніх рівнів з повним моментом $F-1, F, F+1$. Оскільки енергії цих трьох рівнів різні, то монохроматичне поле збуджуватиме атоми лише з одного з них, і атоми поступово накопичуватимуться на двох інших рівнях — матиме місце оптична накачка. З точки зору передачі механічного моменту атому шляхом спонтанного світлового тиску оптична накачка відіграє негативну роль, оскільки зменшує час взаємодії поля з атомом. Атом перестає взаємодіяти з полем після переходу на один з нижніх рівнів, перехід з якого у збуджений стан не резонансний прикладеному полю. Для того щоб забезпечити тривалу взаємодію атома з полем, використовують циркулярно поляризоване світло, яке зв'язує магнітний підрівень $m = 2$ нижнього рівня з $F = 2$ та підрівень $m = 3$ верхнього рівня з $F = 3$ [50]. Для атома, що перебуває у стані з $m = 3$, перехід на будь-який інший рівень з $F = 2$ чи $F = 1$, крім $m = 2$, заборонений правилами відбору $\Delta m = \pm 1$ для циркулярно поляризованої хвилі. Така схема дає можливість утворити майже ідеальну дворівневу систему з тривалою взаємодією атома з полем.

Іншим способом нейтралізації шкідливого впливу оптичної накачки на час взаємодії атома з полем є використання поліхроматичного випромінювання, яке збуджує атоми з усіх нижніх рівнів, які заселяються внаслідок спонтанного розпаду збудженого рівня.

У схемах здійснення світлового тиску, які базуються на вимушених переходах, проблема забезпечення тривалої взаємодії атома з полем вирішується автоматично. Завдяки тому, що при сильному насиченні переходу, коли частота Рабі значно перевищує частоту спонтанних

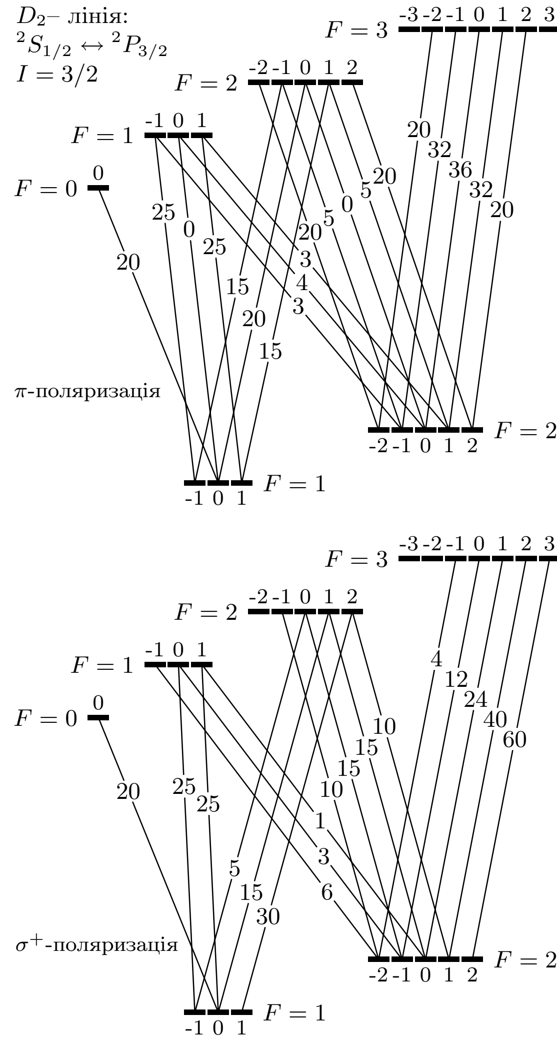


Рис. 24. Схема оптичних переходів атома натрію між основним $3^2S_{1/2}$ та першими збудженим $3^2P_{3/2}$ енергетичними рівнями для лінійно поляризованого та циркулярно поляризованого випромінювання. Біля кожного переходу вказано його силу, нормовану на силу найслабкішого переходу

переходів, перехід атома зі збудженого стану здійснюється переважно внаслідок вимушеного переходу на нижній резонансний рівень, а імовірність спонтанного переходу на інші нижні рівні буде малою. При тривалій взаємодії з полем спонтанні переходи також матимуть місце і, в принципі, можуть зумовлювати оптичну накачку і вивід атома з резонансу з полем. Нами при проведенні експериментів з дослідження сили вимушеного світлового тиску на атомні частинки спеціальні заходи щодо усунення оптичної накачки не вживалися. Разом з тим,

Таблиця 2.2.

Значення тиску пари натрію

Температура, К	Тиск Na, мм рт. ст.
325	$7{,}850 \cdot 10^{-10}$
350	$1{,}366 \cdot 10^{-8}$
375	$1{,}542 \cdot 10^{-7}$
400	$1{,}265 \cdot 10^{-6}$
425	$7{,}998 \cdot 10^{-6}$

врахування оптичної накачки було б доцільним для більш точного зіставлення експериментальних даних з теорією. Без такого врахування відповідність розробленої теорії та експериментальних даних носить лише якісний характер.

Як видно із наведених спектроскопічних характеристик, атом натрію відповідає сформульованим вище вимогам щодо практичної зручності дослідження механічної дії на нього світлового тиску. Довжини хвиль резонансних переходів (589,1 нм для D_2 лінії, яка відповідає переходу $3^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2P_{3/2}$, та 588,9 нм для D_1 лінії переходу $3^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2P_{1/2}$) лежать у області генерації лазера на барвникові Родамін 6Ж. Як відомо, цей лазер є найбільш ефективним лазером на барвниках. При необхідності дворівнева схема взаємодії з полем може бути реалізована з використанням циркулярно поляризованої хвилі, як було розглянуто вище.

Температура плавлення натрію невисока і дорівнює 370,95 К. Вже при помірних температурах можна досягти значної густини насиченої пари натрію (див. табл. 2.2 [140]).

Такі теплофізичні властивості натрію роблять його зручним для формування атомних пучків при відносно простих вимогах до вакуумної апаратури. Робочі температури для формування атомного пучка натрію не перевищують 500 °C.

Поєднання усіх перелічених чинників зумовило широке використання натрію для вивчення спонтанного світлового тиску [16, 18, 26–28, 141].

Низку експериментів з лазерного охолодження виконано з атомами інших лужних металів. Так, в [142, 143] повідомляється про експерименти з охолодження атомів Li. Ці атоми охолоджуються за допомогою лазера на барвнику Родамин 101, що працює на довжині хвилі 671 нм. Для калію (767 нм) охолодження може здійснюватися за допомогою лазера на барвнику LD700 [144]. Особливість атомів Li і K порівняно з Na полягає в тому, що вони мають менше надтонке розщеплення

(804 МГц і 462 МГц відповідно), тому технічно спрощується нівелювання впливу оптичної накачки на процес взаємодії атомів з полем. Для цього досить діяти на атом двочастотним випромінюванням, при цьому друга частота може генеруватися за допомогою електрооптичного модулятора. Важливим для створення перспективних стандартів часу та частоти, а також інших застосувань є атом цезію Cs [145, 146]. Джерелом оптичного випромінювання для здійснення світлового тиску на ці атоми та їх лазерного охолодження можуть бути відносно прості та недорогі діодні лазери.

Вибір нами натрію як модельного об'єкту дослідження вимушеного світлового тиску зумовлений, зокрема, тим, що для цих атомів добре вивчено спонтанний світловий тиск [16, 18, 26–28, 141], що полегшило порівняння отриманих результатів і посилило доказову базу щодо встановлення важливих особливостей вимушеного світлового тиску.

2.5.2. Експериментальна техніка та методика дослідження вимушеного світлового тиску на атоми натрію. Для спостереження вимушеного світлового тиску на атоми у біхроматичному полі в [54, 79] застосовувалася схема взаємодії атомного пучка з лазерним променем, типова для експериментів з дослідження світлового тиску на атоми: на пучок атомів, який поширюється у вакуумній камері, нормально до його осі діє сила світлового тиску з боку лазерного променя, який падає ортогонально на атомний пучок. Ця сила зумовлює відхилення атомів від осі пучка. Вивчаючи поперечний просторовий розподіл атомів у пучку після його взаємодії з лазерним променем, можна робити висновок про величину механічного імпульсу, переданого атому світловим полем.

Найпростішою для експериментальної реалізації схемою сили вимушеного світлового тиску на атом є дія на атом двох стоячих хвиль з різними частотами, поле яких еквівалентне двом зустрічним амплітудно-модульованим хвилям. Така схема була незалежно запропонована в [44, 53] і вперше експериментально реалізована в [54].

Для вивчення вимушеного світлового тиску на атом натрію у полі двох стоячих хвиль, що взаємодіють з атомним пучком, ортогональним до хвильового вектора поля, використовувалась експериментальна установка, блок-схема якої наведена на рис. 25.

У складі експериментальної установки для спостереження вимушеного світлового тиску на атоми натрію у полі зустрічних амплітудно-модульованих світлових хвиль можна виділити п'ять складових:

- лазерно-оптична схема генерації та формування зустрічних амплітудно-модульованих хвиль;

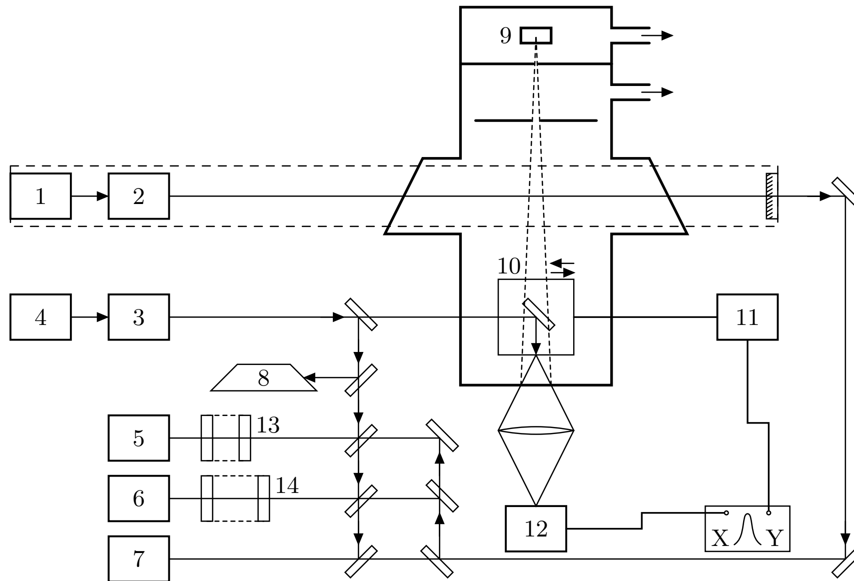


Рис. 25. Схема експериментальної установки. 1, 4 — аргонові іонні лазери накачки; 2 — двочастотний лазер на барвниках; 3 — зондуючий лазер, 5, 6 — приймачі оптичного випромінювання; 7 — спектрограф; 8 — комірка з парою Na; 9 — джерело пучка атомів Na; 10 — система сканування променя зондуючого лазера; 11 — блок керування системою сканування; 12 — фотоелектронний помножувач; 13, 14 — інтерферометри Фабрі—Перо

- вакуумна установка для створення пучка атомів натрію;
- система детектування просторового розподілу пучка;
- приймально-реєструвальна апаратура для контролю параметрів лазерного поля;
- апаратура для керування довжиною хвилі лазерного випромінювання.

Більшість елементів установки (двочастотний лазер на барвниках, вакуумна система для формування атомного пучка, система детектування просторового розподілу атомів у пучку, система контролю довжини хвилі випромінювання лазера) розроблені та виготовлені у лабораторії лазерної спектроскопії Інституту фізики НАН України. Деякі з технічних рішень, які використані при створенні експериментальної установки, є оригінальними і новими.

Розглянемо детальніше склад і принципи дії головних елементів установки.

Для генерації лазерного поля у вигляді двох стоячих хвиль з частотами $\omega + \frac{\Omega_m}{2}$ та $\omega - \frac{\Omega_m}{2}$:

$$\begin{aligned} E = \mathcal{E}\cos\left(\omega + \frac{\Omega_m}{2}\right)t\,\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + \\ + \mathcal{E}\cos\left(\omega - \frac{\Omega_m}{2}\right)t\,\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) = \mathcal{E}^{(+)}e^{i\omega t} + \mathcal{E}^{(-)}e^{-i\omega t}, \end{aligned} \tag{2.67}$$

де

$$\begin{aligned} &\mathcal{E}^{(+)} = \frac{\mathcal{E}}{2}\left[e^{\frac{1}{2}i\Omega_m t}\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + e^{-\frac{1}{2}i\Omega_m t}\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right)\right], \\ &\mathcal{E}^{(-)} = \mathcal{E}^{(+)*}, \end{aligned} \tag{2.68}$$

нами використовувся лазер на барвниках неперервної дії, спектр якого формувався за допомогою спеціально підібраних внутрішньорезонаторних дисперсійних елементів.

Звертаємо увагу на те, що у наших експериментах біхроматичне лазерне поле використовувалося для спостереження дії на атоми сили вимушеного світлового тиску як поле, амплітуда якого є змінною у часі, що дає змогу здійснювати вимушені переходи у потрібну хвилю. Таке застосування двочастотного лазерного поля принципово відмінне від застосувань двочастотного поля в експериментах із здійснення спонтанного світлового тиску на атом, у яких воно служило для забезпечення тривалої взаємодії поля з атомом, попереджуючи шкідливий вплив оптичної накачки.

У лазерній техніці методи генерації двочастотних полів можуть суттєво відрізнятися один від одного залежно від того, як співвідносяться між собою параметри (амплітуди, частоти, фази, поляризації) полів з різними частотами.

Нелінійно-оптичні методи (генерація оптичних гармонік, параметрична генерація, раманівський лазер) ефективні для перетворення оптичного випромінювання з частотою ω_1 у випромінювання з частотою ω_2, якщо різниця частот $\omega_1 - \omega_2$ лежить у діапазоні оптичних частот або частот, які відповідають інфрачервоному діапазону, тобто становить 10^{13}—10^{15} Гц.

Амплітудна або частотна модуляція з частотою Ω монохроматичного випромінювання частоти ω, зокрема, за допомогою електрооптичних або акустооптичних модуляторів, дає змогу генерувати спектральні компоненти з частотами $\omega \pm n\Omega$, де n — ціле число. При малих індексах модуляції амплітуда поля з частотою $\omega \pm n\Omega$, як правило, менша від амплітуди поля накачки, а при режимах роботи з великими

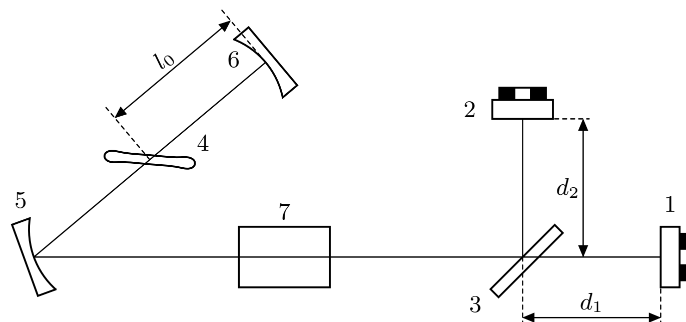


Рис. 26. Схема двочастотного лазера на барвниках з резонатором Майкельсона. 1, 2 — дзеркала інтерферометра на п'єзокоректорах; 4 — двочастотний лазер на барвниках; 3 — світлоділильна пластина; 5,6 — сферичні дзеркала; 7 — фільтр Ліо

індексами модуляції, коли амплітуди цих полів сумірні, генерується значне число гармонік, так що результуюче поле далеке від біхроматичного. Наприклад, для генерації лазерного поля, частоту якого можна швидко перестроювати в околі частоти переходу в атомі [147], використовувався спеціально розроблений модулятор з ефективністю, близькою до теоретичної межі. Такий модулятор перетворював спектр монохроматичного лазерного поля так, що амплітуди полів на частотах ω, $\omega \pm \Omega$, $\omega \pm 2\Omega$ становили відповідно 12, 34, 10% вхідного лазерного поля. Необхідність перетворення значної частини потужності лазерного пучка на основній частоті у потужність випромінювання на комбінаційній частоті призводить до того, що результуючий спектр містить у собі п'ять компонент із близькими за значенням амплітудами.

Двочастотне лазерне поле з приблизно однаковими амплітудами двох хвиль можна одержати за допомогою лазера на барвнику з резонатором, який формує спеціальну частотну залежність втрат так, що втрати для двох мод, які мають потрібну різницю частот, будуть мінімальні.

Нами було розроблено двочастотний лазер на барвниках для застосувань у експериментах із дослідження сили світлового тиску на атоми натрію, особливістю якого є використання резонатора на базі інтерферометром Майкельсона [148]. Застосування інтерферометра Майкельсона дає змогу зменшити число внутрішньорезонаторних елементів порівняно зі схемами, які базуються на використанні інтерферометра Фабрі—Перо [149, 150], знизити неселективні втрати та підвищити ККД двочастотного лазера (рис. 26).

Для попереднього звуження спектра генерації застосовувався триелементний фільтр Ліо з найтоншою пластиною товщиною 0,25 мм та

відношенням товщин пластин 1:4:16. Як вихідне дзеркало із залежним від частоти коефіцієнтом відбивання застосовувався інтерферометр Майкельсона, змонтований на додатковій платформі, яка була продовженням корпусу лазера. Інтерферометр Майкельсона утворювався дзеркалами 1, 2 та ділильною пластинкою 3, одна грань якої просвітлювалась, а на другу було нанесене багатошарове діелектричне покриття з коефіцієнтом відбивання 50% на робочих довжинах хвиль. Дзеркала 1, 2 мали коефіцієнт відбивання відповідно 99,8 та 90% і встановлювались на п'єзоелектричних елементах. Крім цього, дзеркало *2* можна було плавно зміщувати вздовж променя за допомогою мікрометричної подачі для точної установки різниці пліч інтерферометра Майкельсона. Для плавного перестроювання частоти двомодового лазера на п'єзоелементи подавалась напруга від блока керування та стабілізації частоти. Як відомо [151], при зміщенні активного елемента лазера товщиною Δl ($\Delta l \ll L$, де L — довжина резонатора, у нашому випадку $\Delta l = 0{,}4$ мм) з однорідно-розширеною лінією підсилення до одного із кінцевих дзеркал резонатора внаслідок конкуренції мод спостерігається додаткове прорідження спектра випромінювання лазера. Ефект зумовлений просторово-неоднорідним насиченням підсилення активного середовища з однорідно-розширеним контуром у полі стоячої хвилі та сильною конкуренцією мод, для яких пучності просторово перекриваються. Конкуренція ослаблена між модами, для яких у активному середовищі положення вузлів одної моди збігається або близьке до розташування пучності іншої. Такі моди взаємодіють з різними, просторово рознесеними ділянками активного середовища і одначасно виходять в генерацію; частотна відстань між ними $\Delta\nu = c/4l_0$, де c — швидкість світла; l_0 — відстань від активного середовища до найближчого дзеркала, яка у нашому випадку становила $l_0 = 5$ см, при цьому $\Delta\nu = 1,5$ ГГц. Типовий спектр випромінювання лазера з фільтром Ліо та усуненою пластинкою 3 (тобто без інтерферометра Майкельсона), одержаний за допомогою скануючого інтерферометра Фабрі—Перо з областю вільної дисперсії 30 ГГц, наведено на рис. 27. Спостерігається ясно виражена структура з періодом 1,5 ГГц, ширина спектра складає 12 ГГц за нульовим рівнем.

Використання інтерферометра Майкельсона для виділення двох мод дає певні переваги порівняно з резонансним відбивачем [150]. Експериментально встановлено, що при різниці пліч 2 мм стійкий двочастотний режим зберігається аж до максимальної потужності накачки 2,8 Вт (рис. 27).

Максимальна вихідна потужність двочастотного лазера становить 300 мВт, а поріг генерації — близько 1 Вт.

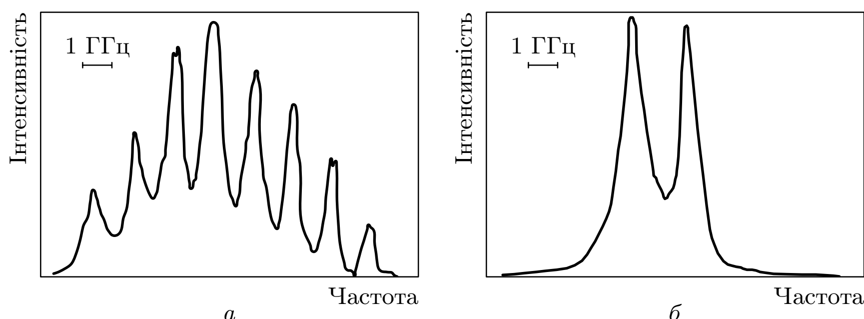


Рис. 27. Типовий спектр випромінювання лазера з фільтром Ліо та усуненою пластинкою 3 (*а*), стійкий двочастотний режим (*б*)

Подаючи напругу на п'єзоелемент одного з дзеркал інтерферометра, можна змінювати частоту генерації двомодового лазера в діапазоні до 50 ГГц.

Використання інтерферометра Майкельсона дає змогу одержати стійкий двочастотний режим генерації лазера на барвнику. ККД такого лазера при потужності накачки 2,8 Вт усіма лініями аргонового лазера дорівнює 11%, поріг генерації — близько 1 Вт. Такі параметри лазера задовольняють вимоги щодо застосовування його в експериментах із охолодження та відхилення атомних пучків.

Застосування лазера із складним резонатором, яким є резонатор з інтерферометром Майкельсона, виправдане за умови, що простіші технічні рішення не дають змоги одержати необхідні спектральні та енергетичні параметри лазерного випромінювання. Тому разом з описаним вище лазером з резонатором Майкельсона в ході експериментів використовувався також лазер на барвнику, виконаний за тридзеркальною схемою з компенсацією астигматизму [152], конструкція якого наведена на рис. 28.

Джерелом оптичної накачки лазера на барвнику служив аргоновий іонний лазер типу ILA−120 з вихідною потужністю до 2 Вт в усіх лініях в основній моді TEM_{00}.

Для грубої селекції і перестроювання частоти використовувався триелементний фільтр Ліо (рис. 28). Він складався з трьох пластин із кристалічного кварцу, вирізаного так, щоб оптична вісь утворювала кут 15° з площиною пластини [153]. Товщини пластин відносились як 1 : 4 : 16, товщина найтоншої пластини ∼ 0,4 мм.

Використання еталона Фабрі—Перо з областю вільної дисперсії 75 ГГц як другого селектора дозволяло плавно перестроювати довжину хвилі випромінювання лазера на барвнику в межах ∼ 70 ГГц.

Як показали контрольні дослідження спектра генерації лазера, завдяки ефекту просторово неоднорідного випалювання інверсії, вибрані селектори забезпечували стійкий режим двочастотної генерації в усьому діапазоні потужностей накачки ($P = 2$ Вт, усі лінії аргонового іонного лазера $ILA - 120$). Частотний інтервал $\Delta\nu$ між модами дорівнює $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = c/4l_0$, де l_0 — відстань від струмини барвника до ближнього дзеркала. В експерименті $l_0 = 4{,}5$ см, що відповідає $\Delta\nu = 1{,}67$ ГГц.

Для отримання необхідної високої інтенсивності і потрібних спектральних і просторових характеристик лазерного випромінювання при його взаємодії з атомним пучком використовувалось внутрішньорезонаторне поле двочастотного лазера на барвниках. Для даного значення $\Omega = 2\pi\Delta\nu$ зміна різниці фаз ψ амплітудної модуляції зустрічних хвиль на π буде при зсуві на $\Delta z = 9$ см вздовж осі резонатора. Таким чином, фазу амплітудної модуляції зустрічних амплітудно-модульованих хвиль можна регулювати, змінюючи положення атомного пучка у резонаторі лазера. На практиці ж переміщувався не атомний пучок, а відхиляючий двочастотний лазер, який був закріплений на рухомій платформі, що дозволяло плавно переміщати його вздовж осі резонатора. Відстань від вихідного дзеркала резонатора до пучка могла змінюватись в досить широких межах, що дозволяло здійснювати контрольовану установку різниці фаз ψ з точністю не нижче $2 \cdot 10^{-2}$ рад.

Просторовий розподіл атомів у пучку реєструвався за сигналом флуоресценції, що збуджувалась другим, зондуючим лазером на барвнику 3 (див. рис. 25, с. 88; накачка здійснювалася лазером 4). Принцип роботи і конструкція зондуючого лазера подібні до описаного вище відхиляючого лазера. Тут також використані фільтр Ліо та інтерфе-

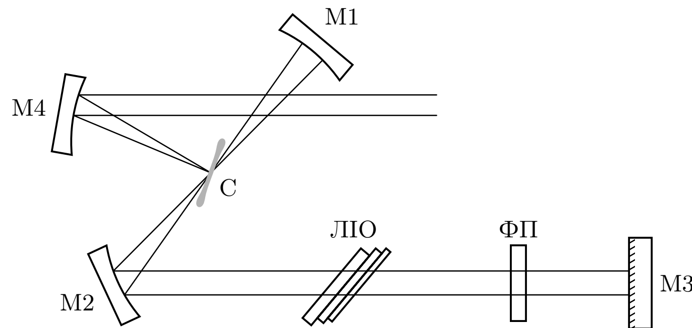


Рис. 28. Схема резонатора лазера на барвнику. С — струмина розчину барвника; М1—М3 дзеркала резонатора; М4 — дзеркало накачки; ЛІО — фільтр Ліо; ФП — інтерферометр Фабрі—Перо

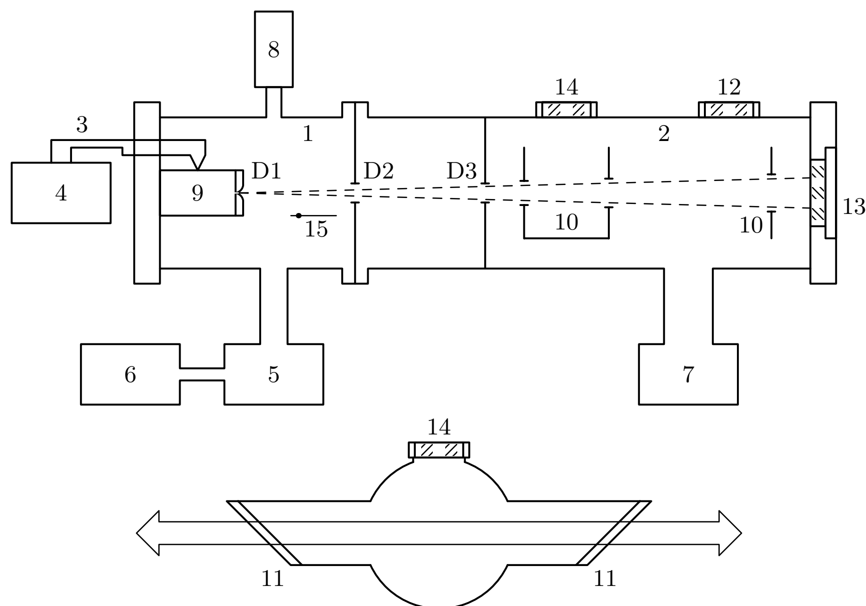


Рис. 29. Схема вакуумної установки

рометр Фабрі—Перо для селекції повздовжніх мод і перестроювання частоти лазера.

Частота випромінювання зондуючого лазера настроювалася на частоту переходу D_2 — лінії Na. При перетині лазерного та атомного пучків збуджувалася флуоресценція, інтенсивність якої пропорційна кількості атомів натрію, які взаємодіяли з лазерним полем зондуючого лазера. При просторовому скануванні зондуючого пучка кількість взаємодіючих з лазерним полем атомів змінювалась: вона була максимальною, коли промінь проходив через середину атомного пучка і зменшувалась при віддалені від середини. Таким чином, вимірюючи сигнал флуоресценції при поперечному скануванні лазерного пучка, можна оцінити просторовий розполіл густини атомів у атомному пучку.

Для отримання пучка атомів Na використовувалась вакуумна установка, схема якої наведена на рис. 29. Вона включала вакуумну камеру (секції 1, 2) з джерелом атомного пучка та систему відкачки. У першій секції розміщувалося джерело пучка 9 — стальна піч з металічним натрієм, нагрівачем із вольфрамової спіралі, термодатчиком 3. Блок живлення нагрівача забезпечував нагрівання печі до 400 °С, а система стабілізації струму 4 на основі компаратора Р3003 з підсилювачем

потужності дозволяла встановлювати потрібну температуру і підтримувати її постійною з точністю до 0,5 °C. Ця секція відкачувалась насосами 5, 6 до тиску $5 \cdot 10^{-6}$ мм. рт. ст. Тиск у камері контролювався манометром 8.

Пролітна секція 2 включала камеру довжиною 80 см, яка відкачувалася насосом 7 до тиску не нижче 10^{-6} мм. рт. ст. У пролітній секції розміщалась колімуюча діафрагма D3 діаметром $\sim$ 0,5 мм для зменшення розбіжності пучка, світлозахисні бленди 10 для зменшення засвічування розсіяним випромінюванням. Між першою та другою секціями вакуумної камери встановлювалася діафрагма D2 з отвором діаметром 1 мм, перед якою стояв прапорець 15 для механічного перекривання атомного пучка.

Пролітна секція мала вікна для вводу випромінювання відхиляючого лазера 11, вікно для вводу випромінювання зондуючого лазера 12 та вікна для реєстрації флуоресценції пучка 13, 14, що збуджується випромінюванням зондуючого і відхиляючого лазерів. Кварцеві пластинки вікон для вводу випромінювання відхиляючого лазера встановлювалися під кутом Брюстера до лазерного пучка, що дозволяло поміщати атомний пучок всередину резонатора відхиляючого лазера. Лазерний промінь і пучок атомів перетиналися під прямим кутом, флуоресценція атомів реєструвалась за допомогою ФЕП і візуально спостерігалась через вікно в камері.

При описаній вище конфігурації розходження атомного пучка не перевищувало $5 \cdot 10^{-3}$ рад, густина атомів в пучку в області взаємодії з полем двох стоячих хвиль при робочих температурах становила $2 \cdot 10^{7}$ см$^{-3}$, діаметр пучка $0,5$ мм. При таких поперечних розмірах пучка зміна різниці фаз зустрічних амплітудно-модульованих хвиль лазерного поля ψ на діаметрі пучка не перевищувала $2 \cdot 10^{-2}$ рад.

Особлива увага надавалася ортогональності хвильового вектора поля і осі атомного пучка. Для цього проводилась спеціальне юстування діафрагм D1—D3, які визначали напрям осі атомного пучка всередині вакуумної камери.

Після попереднього відкачування вакуумної камери і прогрівання джерела пучка до необхідної температури включався зондуючий лазер та за сигналом флуоресценції атомного пучка настроювався на центр D_2 — лінії Na. За допомогою системи сканування та системи детектування сигналу флуоресценції реєструвалася функція поперечного просторового розподілу пучка. Потім включався відхиляючий лазер, настроювався в область D_2 — лінії Na, і знову реєструвалася функція поперечного просторового розподілу пучка, змінена дією відхиляючого лазера. Досліджувалася зміна функції поперечного про-

сторового розподілу пучка, відхилення центра мас пучка, залежність величини і знака відхилення від різниці фаз ψ.

Створена установка дозволила провести експериментальні дослідження дії світлового тиску на пучок атомів Na у полі зустрічних амплітудно-модульованих хвиль. Результати цих експериментів наводяться в п. 2.5.3.

При тривалій взаємодії із зовнішнім полем рух атомів визначається не лише середньою силою світлового тиску, а й флуктуаціями цієї сили, які приводять до дифузії в фазовому просторі.

У полі плоскої біжучої хвилі сила світлового тиску, як відомо, обмежена швидкістю спонтанних переходів і не перевищує значення $F_{sp} = \hbar k\gamma/2$. У зв'язку з малістю сили спонтанного світлового тиску поступальний рух атома змінюється повільніше, ніж релаксує його внутрішній стан. Дійсно, характерний час τ_x зміни швидкості частинки на величину порядку ширини резонансу γ/k дорівнює $\tau_x \sim \gamma m/(kF_{sp})$ [16] (тут m — маса частинки, k — хвильовий вектор поля). Для атомів з сильними переходами цей час на декілька порядків перевищує час релаксації внутрішнього стану $1/\gamma$. Для Na маємо $\tau_x\gamma \approx 400$.

Коефіцієнт імпульсної дифузії за порядком величини дорівнює добутку квадрата сили на час кореляції флуктуацій $1/\gamma$, тобто $D_{sp} \sim \sim F_{sp}^2/\gamma \leq \gamma k^2$ [16]. Картина руху в полі біжучої хвилі виявляється досить простою і визначається просторово однорідною силою її малими флуктуаціями.

Рух атомів у полі двох стоячих хвиль має низку принципових відмінностей, пов'язаних з тим, що тут на перший план виступають вимушені процеси і сила світлового тиску може значно перевищувати F_{sp}. Спонтанні переходи призводять до флуктуацій сили вимушеного світлового тиску і виникненню стимульованої дифузії. Таким чином, внаслідок дії сили світлового тиску на пучок атомів відбувається як його зміщення, так і розмивання внаслідок імпульсної дифузії.

Введемо радіальну функцію розподілу $f(r)$ густини атомів у пучку. Дія сили вимушеного світлового тиску приводить до зміни цієї функції, яку зручно описувати зміщенням центра мас пучка (перший момент експериментально виміряної функції розподілу $f_e(r)$ та середньоквадратичним відхиленням від центра мас (корінь квадратний із різниці другого і квадрата першого моментів $f_e(r)$), що характеризують розмивання атомного пучка.

При порівнянні результатів експерименту і теорії необхідно враховувати немонохроматичність атомного пучка.

Розподіл атомів за швидкостями описується функцією розподілу [154]:

$$f(v) = \frac{2}{v_0}\left(\frac{v}{v_0}\right)^3 \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right), \qquad (2.69)$$

де v_0 — теплова швидкість. Внаслідок того, що атоми у пучку мають різні швидкості, під дією сили світлового тиску відбуватиметься їх відхилення на різні кути навіть у випадку, коли б атоми одержали однаковий імпульс від лазерного поля, так що навіть за відсутності дифузії поряд зі зміщенням центра мас пучка спостерігається і його розмивання.

Для пучків з малою розбіжністю функція розподілу $f(r)$ у площині спостереження має вигляд

$$f(x,y) = \frac{x_0^2}{x^3} \exp\left(-\frac{x_0}{x}\right) f_0(y), \qquad (2.70)$$

де $x_0 = bFL/mv_0^2$ — зміщення атома, що має середньотеплову швидкість, m — маса атома, b — довжина області взаємодії атомів з полем, L — відстань від області взаємодії до площини спостереження, причому $L \gg b$, $f_0(y)$ — функція розподілу по y незбуреного пучка. При одержанні (2.70) вважалось, що $x_0 \gg L\Theta$, Θ — розбіжність пучка, вісь x паралельна хвильовому вектору поля. Використовуючи (2.70), знаходимо, що x_0 дорівнює відхиленню центра мас пучка. Неважко побачити, що при зробленому допущенні про постійність сили F на довжині b це справедливо і для пучка з розбіжністю $\Theta \geq x/L$. Таким чином, можна вважати, що зміщення центра мас пучка пропорційне силі, що діє на атом, і дорівнює зміщенню атомів з тепловою швидкістю v_0.

Однак, як витікає із (2.70), другого моменту функції розподілу $f(x,y)$:

$$M_2 = \int\limits_0^\infty x^2 f(x,y)dx\,dy \qquad (2.71)$$

не існує ($M_2 = \infty$). Оскільки експериментально $f_e(x)$ реєструється лише при $x < L_0$, $x_0 \ll L_0$, то $M_{2\,exp} \approx x_0^2 \ln(L_0/x_0)$. Аналізуючи розмивання пучка $M_{2\,exp} \neq 0$, крім вкладу, що пов'язаний з немонохроматичністю швидкісного розподілу, треба розглянути і оцінити роль дифузії атомів для вимушеного світлового тиску,а також вплив початкової розбіжності пучка. Таким чином, вплив імпульсної дифузії при дії вимушеного світлового тиску на атоми в умовах експерименту маскується розглянутими побічними ефектами, так що величина, що спостерігається, $\Delta x = \sqrt{M_{2\,exp} - x_0^2}$ не може бути прямо пов'язана з імпульсною дифузією.

Разом з тим, як відомо, завдяки наявності надтонкої структури D_2 — лінія натрію не описується дворівневим наближенням. Тому при зіставленні результатів експерименту з теоретичними висновками слід чекати лише якісної відповідності.

Таким чином, як видно із проведеного вище аналізу, параметрами, що характеризують силу вимушеного світлового тиску і імпульсну дифузію, є зсув центра мас пучка атомів і його розмивання унаслідок впливу світлового тиску.

2.5.3. Спостереження сили вимушеного світлового тиску зустрічних амплітудно-модульованих хвиль на атоми натрію. Спостереження дії вимушеного світлового тиску на атоми натрію було вперше здійснене на установці, описаній вище [54]. Тепловий пучок атомів натрію поширювався нормально до хвильового вектора стоячої хвилі двочастотного лазерного поля. У такій схемі атом натрію взаємодіяв із зустрічними амплітудно-модульованими хвилями. Як показано у п. 2.5.2, така проста і зручна для експериментальної реалізації схема дозволяє здійснити і спостерігати дію сили вимушеного світлового тиску на атом натрію.

При розробці та здійсненні експериментальних схем для спостереження вимушеного світлового тиску принципово важливим було виявлення таких особливостей дії світлового тиску на атом, які б надійно свідчили про вимушений характер такої сили, на відміну від спостережуваної раніше сили спонтанного світлового тиску.

Як видно з рис. 19 (с. 76), важливою особливістю сили світлового тиску на атом у полі зустрічних амплітудно-модульованих хвиль є її залежність від різниці фаз ψ. Відповідно повинна спостерігатися і залежність зсуву x_0 центра мас від різниці фаз ψ. На рис. 30 показана форма атомного пучка для трьох положень пучка в резонаторі лазера, що відповідає $\psi = 0, \pm\frac{\pi}{4}$, яка якісно демонструє таку залежність.

Подана на рис. 31 експериментальна залежність зсуву цента пучка (на основі обробки залежностей типу рис. 30) $x_0(\psi)$ (крива 1) якісно узгоджується з теоретичними передбаченнями (див. параграф 2.4): x_0 змінює знак при зміні різниці фаз ψ на $\pi/2$; залежність $x_0(\psi)$ немонотонна, причому максимальне значення x_0 досягається при $\psi = \pm\pi/4$. Наявність характерної залежності $x_0(\psi)$ дозволяє зробити висновок, що в умовах нашого експерименту дійсно спостерігається ВСТ і зсув центра мас $x_0 \neq 0$ не пов'язаний з можливою різницею амплітуд зустрічних хвиль у резонаторі, зумовленою, наприклад, пропусканням дзеркал, з неортогональністю напряму поширення атомного пучка та осі резонатора лазера. Обидва ці фактори, як відомо, можуть приво-

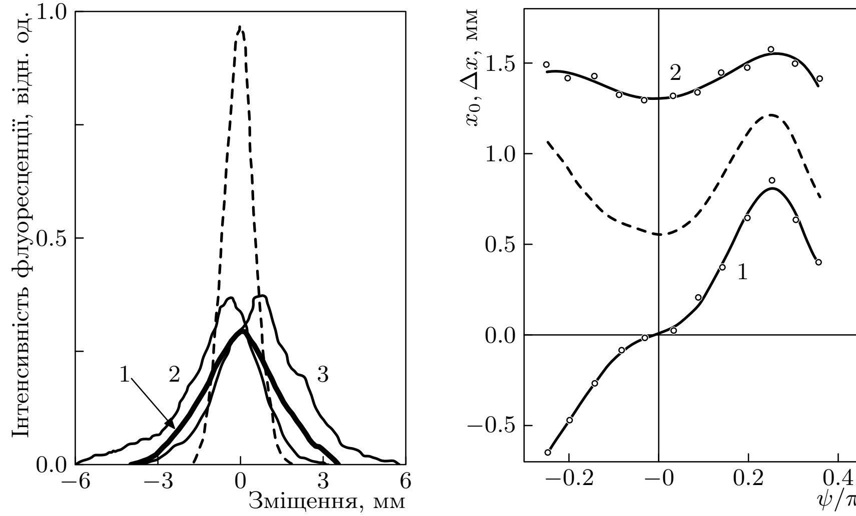


Рис. 30. Функція поперечного просторового розподілу пучка атомів Na в площині спостереження: 1 — $\psi = 0$, 2 — $\psi = -\pi/4$, 3 — $\psi = \pi/4$. Штриховою лінією показано поперечний розподіл без лазерного випромінювання

Рис. 31. Залежність зсуву центра мас x_0 (крива 1) і розмивання Δx (крива 2) пучка від різниці фаз ψ амплітудної модуляції зустрічних хвиль. Штриховою лінією показано розмивання пучка без урахування імпульсної дифузії

дити до $x_0 \neq 0$, однак значення і знак x_0 при цьому не будуть залежати від ψ, тобто від відстані від вихідного дзеркала резонатора до атомного пучка.

Як вже відмічалося, при аналізі розмивання пучка Δx необхідно враховувати внесок трьох факторів: початкову розбіжність пучка, немонохроматичність швидкістного розподілу атомів у пучку і дифузію атомів, що супроводжують дію вимушеного світлового тиску.

Розмивання пучка Δx також залежить від ψ, і, як видно з рис. 31, вигляд залежності $\Delta x(\psi)$ (крива 2) якісно відповідає вигляду залежності $x_0(\psi)$. Отже, в умовах експерименту основний внесок в Δx дає розбіжність пучка і його немонохроматичність. Штриховою лінією на рис. 31 показана величина $\Delta x_1 = \sqrt{\Delta x_0^2 + x_0^2 \ln L_0/x_0}$, де Δx_0 — розмивання пучка за відсутності відхиляючого поля, $\Delta x_0 = 0{,}56$ мм, $L_0 = 5$ мм, розрахована для експериментальних значень x_0. Величина Δx_0 характеризує початкову розбіжність пучка, а $x_0^2 \ln L_0/x_0$ — розмивання, що пов'язане з немонохроматичністю швидкістного розподілу. Таким чином, величина Δx_1 становить очікуване розмивання пучка за відсутності імпульсної дифузії. Як видно, дифузія вносить помітний

внесок у розмивання пучка, причому він максимальний при $\psi = 0$, коли $F = 0$, і мінімальний при $\psi = \pm\pi/4$, коли сила ВСТ максимальна. Відмітимо також, що при $\psi = \pm\pi/4$ зміщенні x_0 центра мас пучка значно перевищує дифузійний внесок в розмиванні пучка. Таким чином, властивості дифузії при ВСТ у полі двох стоячих хвиль у цілому близькі до властивостей дифузії в полі двох зустрічних послідовностей імпульсів, розглянутих в п. 2.3.2, якщо врахувати відповідність фази ψ і затримки τ між зустрічними імпульсами.

Залежності x_0 (крива 1) і Δx (крива 2) від частоти випромінювання відхиляючого лазера показані на рис. 32. Кружечками • і ∘ показані значення x_0 і Δx відповідно для внутрішньорезонаторної потужності лазера $P = 0{,}6$ Вт і $P = 0{,}4$ Вт. Видно, що x_0 максимальне, коли частоти мод лазера збігаються з частотами двох основних компонент надтонкої структури D_2 — лінії натрію. Зазначимо, що така настройка можлива завдяки близькості міжмодової відстані $\Delta\nu = 1{,}67$ ГГц і надтонкого розщеплення основного стану $\Delta\nu_s = 1{,}77$ ГГц. Другий, слабкіший максимум, відповідає настроюванню на сильнішу компоненту надтонкої структури, тоді як друга мода відстроєна на $\Delta\nu$ від цієї компоненти і на $\Delta\nu + \Delta\nu_s$ від другої компоненти. Настроювання однієї із мод на слабкішу компоненту не досліджувалося через мале відношення сигналу до шуму. Відносно велике значення x_0 при точному настроюванні мод зв'язано зі збільшенням часу взаємодії атома з полем завдяки усуненню при такому настроюванні шкідливої дії оптичної накачки. Підкреслимо, що існування другого максимуму також вказує на вимушений характер досліджуваного світлового тиску. При аналогічній настройці у випадку біжучих хвиль сила спонтанного світлового тиску практично не спостерігається, оскільки при спонтанному перевипромінюванні вже одного — двох фотонів атом перестає взаємодіяти з полем завдяки оптичній накачці. Це вказує на перспективність використання сили вимушеного світлового тиску для відхилення молекул, оскільки при такому настроюванні частот спектральних компонент лазерного випромінювання атом натрію можна розглядати як модель молекули, в якій спонтанна релаксація супроводжується переходом на рівні, що не пов'язані з лазерним полем.

Залежності x_0 (крива 1) і Δx (крива 2) від внутрішньорезонаторної потужності наведені на рис. 33. Настроювання частот мод відповідало максимальній силі. Спостережувана лінійна залежність x_0 від потужності узгоджується з теорією (2.58), враховуючи, що в даному інтервалі потужності $\gamma < \Omega_0 < \Omega_m$. Штриховою лінією на рис. 33 показано залежність розмивання Δx_1 від потужності лазерного випромінювання (без урахування дифузії). Видно, що відносний внесок дифузії

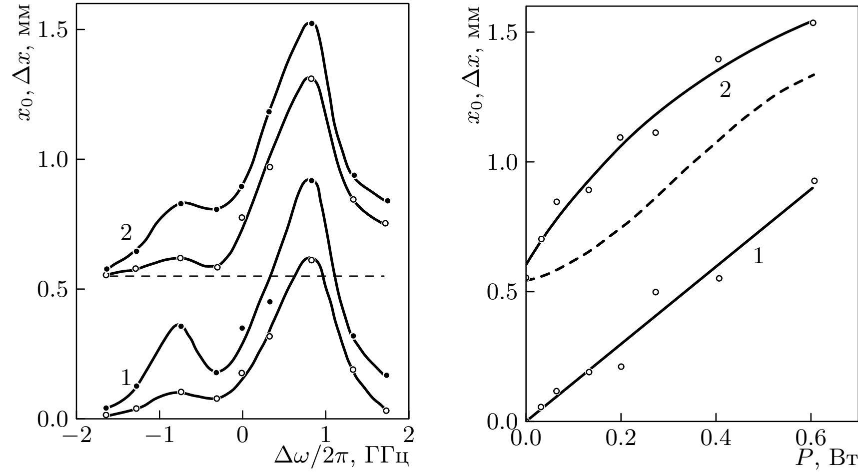


Рис. 32. Залежність зсуву центра мас x_0 (криві 1) і розмивання Δx (криві 2) пучка від частоти випромінювання лазера $\Delta\omega$: • — внутрішньорезонаторна потужність лазера $P = 0{,}6$ Вт; ∘ — внутрішньорезонаторна потужність лазера $P = 0{,}4$ Вт

Рис. 33. Залежність зсуву центра мас x_0 (крива 1) і розмивання Δx (крива 2) пучка від внутрішньорезонаторної потужності лазера P. Штриховою лінією показано розмивання пучка без урахування імпульсної дифузії

зменшується зі зростанням потужності. Одночасно зростає сила вимушеного світлового тиску.

У перших роботах ми спостерігали максимальне значення сили вимушеного світлового тиску $F \approx 0{,}6\hbar k\gamma$. Підвищення потужності лазера накачки і вибір оптимального значення Ω (у нашому випадку значення Ω визначається конструктивними особливостями лазера на барвнику) дозволить досягнути значень F, суттєво більших за $\hbar k\gamma/2$.

Таким чином, проведені експериментальні дослідження дозволили зробити висновок про вимушений характер світлового тиску на атоми у біхроматичному полі. Досягнуті на сьогодні значення вимушеного світлового тиску перевищують F_{sp} на порядок (див., наприклад, [56]).

2.6. Світловий тиск на атоми у полі зустрічних хвиль із флуктуючою амплітудою

Беручи до уваги, що в основі формування великої сили світлового тиску на атом, більшої ніж максимальна сила світлового тиску у полі біжучої хвилі $F_{sp} = \hbar k\gamma/2$, лежить упорядкування актів поглинан-

ня та вимушеного випромінювання фотонів у процесі взаємодії атома із зустрічними світловими хвилями, і це упорядкування в розглянутих вище випадках взаємодії атома з послідовностями зустрічних імпульсів та зустрічними біхроматичними хвилями базується на кореляції полів цих хвиль, природно чекати, що кореляція будь-яких зустрічних хвиль досить великої амплітуди призведе до сили світлового тиску, значно більшої ніж F_{sp}. Особливо цікаво було б вивчити формування сили світлового тиску в стохастичних полях з огляду на те, що до них близьке поле багатомодового лазера [116, 118, 120], і розширити таким чином арсенал інструментів управління рухом атомів та молекул, включивши до нього потужні багатомодові лазери.

2.6.1. Малі флуктуації амплітуди. Розглянемо спочатку модель, далеку від реальних полів багатомодових лазерів, яка дозволяє отримати аналітичні результати, що ілюструють можливість досягнення великої сили світлового тиску у полях з флуктуючою амплітудою [59, 62]. Нехай на атом діють дві зустрічні амплітудно-модульовані хвилі *різної* амплітуди:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_1(t)\cos(\omega t - kz) + \boldsymbol{E}_2(t)\cos(\omega t + kz), \tag{2.72}$$

несучі частоти яких збігаються з частотою переходу в атомі. Вважаємо, що швидкість атома невелика, $kv \ll \gamma$, а хвиля 2 отримана відбиванням від дзеркала хвилі 1 з коефіцієнтом відбивання R, тобто

$$\Omega_2(t) = \sqrt{R}\Omega_1(t - \tau), \tag{2.73}$$

де τ — подвійний час проходження світла від атома до дзеркала,

$$\Omega_1(t) = -\boldsymbol{d}\boldsymbol{E}_1(t)/\hbar, \qquad \Omega_2(t) = -\boldsymbol{d}\boldsymbol{E}_2(t)/\hbar, \tag{2.74}$$

$\boldsymbol{d}$ — матричний елемент дипольного моменту атома. Якщо коефіцієнт відбивання не дуже близький до одиниці, рівняння Ліувілля (1.79) з гамільтоніаном (1.80), релаксаційною матрицею (1.84) і $V(t) = -\boldsymbol{d}\mathcal{E}$ можна розв'язати методом теорії збурень за малим параметром $\gamma/\min(|\Omega_1(t)| - |\Omega_2(t)|)$, вважаючи величину $\tau_{corr}^{-1}\left[\min(|\Omega_1(t)| - |\Omega_2(t)|)\right]^{-1}$ (τ_{corr} — характерний час зміни полів світлових хвиль) такого ж порядку малості (докладніше див. [59, 62]). Якщо амплітудна модуляція слабка, то

$$\Omega_1(t) = \left[1 + a(t)\right]\Omega_0, \tag{2.75}$$

де $a(t) \ll 1$, для середньої сили світлового тиску на атом знаходимо:

$$F = \frac{1}{2}\hbar k\gamma + \frac{\hbar kR}{2\,(1-R)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}G(\tau). \tag{2.76}$$

Тут $G(\tau)$ — функція автокореляції

$$G(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T a(t)\, a(t-\tau)\, \mathrm{d}t\,. \tag{2.77}$$

Отриманий результат (2.76) справедливий як для періодичної зміни амплітуди з часом, так і для флуктуацій амплітуди. У випадку гауссової форми спектра лазерного випромінювання, коли $G(\tau) = a_0^2 \exp\left(-\tau^2/\tau_{corr^2}\right)$, де a_0^2 — середнє значення від $a^2(t)$, на атом діє сила

$$F = \frac{1}{2}\hbar k\gamma - \frac{2\hbar kRa_0^2\tau}{\tau_{corr}^2\,(1-R)} \exp\left(-\tau^2/\tau_{corr}^2\right), \tag{2.78}$$

максимальна при $\tau = \tau_{corr}/\sqrt{2}$. Якщо затримка між імпульсами відсутня (атом біля дзеркала), то сила дорівнює F_{sp}.

2.6.2. Модель стохастичного поля. Тепер проведемо чисельне дослідження світлового тиску на атоми у полі зустрічних хвиль для моделі стохастичного поля, що описує випромінювання лазера з багатьма некорельованими модами [60,61]. Розглянемо дворівневий атом, що взаємодіє з полем двох зустрічних хвиль з однаковою частотою, яка збігається з частотою атомного переходу ω_0 між основним $|1\rangle$ та збудженим $|2\rangle$ станами атома. Систему будемо вважати замкненою — після спонтанного випромінювання зі збудженого стану атом повертається в основний стан (рис. 34).

У цьому разі рівняння для матриці густини у системі відліку атома мають вигляд

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11}(t) &= \tfrac{1}{2} i\rho_{12}(t) \left(\hat{\Omega}_+{}^*(t)\, e^{i(kvt+kz)} + \hat{\Omega}_-{}^*(t) e^{-i(kvt+kz)}\right) - \\
&\quad - \tfrac{1}{2} i\rho_{21}(t) \left(\hat{\Omega}_+(t)\, e^{-i(kvt+kz)} + \hat{\Omega}_-(t)\, e^{i(kvt+kz)}\right) + \gamma\rho_{22}(t), \\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12}(t) &= \tfrac{1}{2} i \left(\hat{\Omega}_+(t)\, e^{-i(kvt+kz)} + \hat{\Omega}_-(t)\, e^{i(kvt+kz)}\right) \times \\
&\quad \times [\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)] - \tfrac{1}{2}\gamma\rho_{12}(t), \\
\rho_{21}(t) &= \rho_{12}^*(t), \qquad \rho_{22}(t) = 1 - \rho_{11},
\end{aligned} \tag{2.79}$$

Комплексні частоти Рабі $\hat{\Omega}_\pm(t)$ зустрічних хвиль (1.126) задаються виразами

$$\begin{aligned}
\hat{\Omega}_+(t) &= \Omega_+(t)\, e^{i\phi_+(t)} = \Omega_0 f_c(t), \\
\hat{\Omega}_-(t) &= \Omega_-(t)\, e^{i\phi_-(t)} = \Omega_0 f_c(t-\tau),
\end{aligned} \tag{2.80}$$

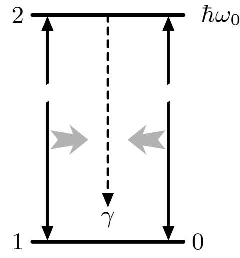


Рис. 34. Схема взаємодії атома із зустрічними хвилями з флуктуючою амплітудою

де автокореляційні функції дійсної та уявної частин $f_c(t)$ задовольняють (1.130), а $\Omega_0 > 0$ від часу не залежить.

Силу, що діє на атом, обчислюємо за формулою

$$F_z(z,t) = -\hbar k\,\mathrm{Im}\Big[\rho_{21}(t)\hat{\Omega}_+(t)\;\times - \\ \times\, e^{-i(kvt+kz)} \\ -\rho_{21}(t)\hat{\Omega}_-(t)\,e^{i(kvt+kz)}\Big]. \tag{2.81}$$

Її середнє значення знаходимо як відношення набутого атомом імпульсу за час усереднення до t_{int} з подальшим усередненням за координатою атома. Обчислення проводимо у наближенні "важкого атома", нехтуючи зміною доплерівського зсуву частоти за час усереднення. Щоб нівелювати вплив початкової стадії взаємодії на результати усереднення, останнє проводимо, починаючи з моменту часу $t_b = 7/\gamma$ протягом проміжку $t_{int} = 30/\gamma$. Крім того, результат усереднюємо за 100 реалізаціями випадкового стохастичного процесу $f_c(t)$, процедура моделювання якого описана в п. 1.4.6 і параграфі 1.5.

На рис. 35 наведено залежність середньої сили тиску світла на атом F_{av} в одиницях F_{sp} (1.103) від часу затримки між хвилями в одиницях γ^{-1} для різних співвідношень G та Ω_0. Зі зростанням частоти Рабі максимум зростає і перевищує одиницю для кривих 1, 2 на рис. 35, *а*, і 2, 3 на рис. 35, *б*. Для оцінки точності результатів на рисунку наведені значення сили, отримані для тих же параметрів, що і крива 1, але іншої реалізації стохастичного процесу. За умови $\Omega_0 \gg G$ положення максимумів кривих визначаються частотою Рабі; вони досягаються при часі затримки $\tau \sim \Omega_0^{-1}$. Зі зменшенням частоти Рабі оптимальний час затримки визначається часом кореляції G^{-1}; за умови $\Omega_0 \ll \gamma$ це можна побачити з аналітичного виразу для усередненої за координатою та за часом сили світлового тиску, який можна отримати, розв'язуючи рівняння для матриці густини (1.89) методом теорії збурень за полем:

$$F = \hbar k \frac{\Omega_0^4}{G^2\gamma}\left[\exp\left(-\gamma\tau\right) - \exp\left(-\frac{1}{2}\gamma\tau - G\tau\right)\right]. \tag{2.82}$$

Сила світлового тиску максимальна при $\tau = -G^{-1}\ln(\gamma/G)$ при $G \gg \gamma$. Відповідне значення $\gamma\tau$ показано на рис. 35, *а* вертикальною штриховою лінією для $G = 10\gamma$, що відповідає параметрам наведених на ньому кривих. Максимум кривої 3 близький до цього значення, хоч

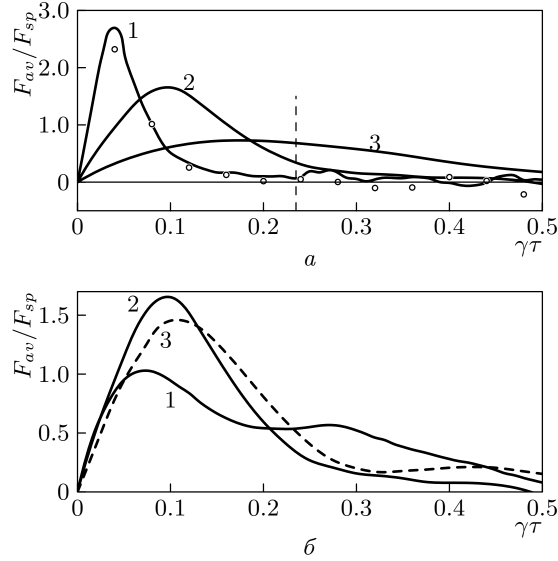


Рис. 35. Залежність середньої сили світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних стохастичних хвиль для моделі хаотичного поля, від затримки між хвилями в одиницях $1/\gamma$. Параметри: *а* — $G = 10\gamma$ для всіх кривих, $\Omega_0 = 25\gamma$ (1), $\Omega_0 = 10\gamma$ (2), $\Omega_0 = 5\gamma$ (3). Дані, показані кружечками, отримані для тих же параметрів, що і (1), але іншої реалізації стохастичного процесу; *б* — $\Omega_0 = 10\gamma$ для всіх кривих, $G = 25\gamma$ (1), $G = 10\gamma$ (2), $G = 5\gamma$ (3). Штрихова лінія відповідає максимуму (2.82)

умови справедливості теорії збурень для відповідних їй параметрів і не виконані.

Порівнюючи криві на рис. 35, *б*, ми бачимо, що для фіксованих Ω_0 сила світлового тиску максимальна за умови $G = 10\gamma = \Omega_0$. З іншого боку, як видно з рис. 35, *а*, для фіксованих G оптимальне значення Ω_0 відсутнє: зі зростанням частоти Рабі максимальне значення сили монотонно зростає.

Відзначимо аналогію отриманих результатів із залежністю сили світлового тиску на атоми у біхроматичному полі зустрічних хвиль від різниці фаз між хвилями, розглянутою у параграфі 2.4. Роль оберненого часу кореляції у цьому разі відіграє різниця частот цих хвиль, часової затримки — різниця фаз хвиль.

Як було показано в параграфі 2.4, залежність середньої сили світлового тиску в полі біхроматичних зустрічних хвиль від проекції швидкості на напрям поширення хвиль знакостала в межах $|v| \le \Omega_m/2k$, де Ω_m — частота модуляції. На рис. 36 показано аналогічні залежності для моделі стохастичного поля для однієї і тієї ж реалізації стохастичного процесу $\hat{\Omega}_+(t)$. Видно, що у випадку стохастичної модуляції ця залежність має аналогічний випадку біхроматичного поля вигляд з тією різницею, що роль частоти модуляції відіграє величина $2G$. Це дозволяє трактувати $2G$ як "ефективну" частоту модуляції стохастичної хвилі і порівняти розраховану нами силу світлового тиску з максимальною силою F_π (2.16), що досягається за умови взаємодії атома

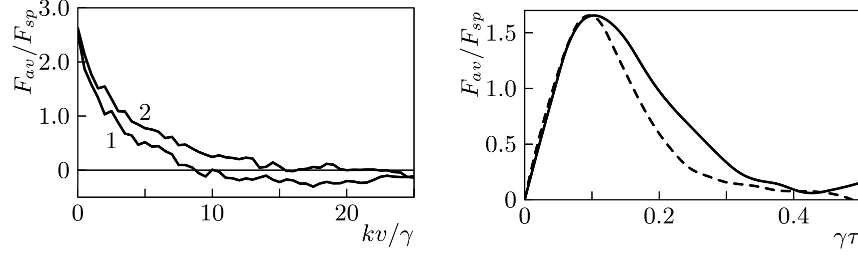


Рис. 36. Залежності середньої сили світлового тиску на атом у полі зустрічних стохастичних хвиль для моделі хаотичного поля в одиницях $F_{sp} = \frac{1}{2}\hbar k\gamma$ від швидкості атома в одиницях γ/k. Параметри: для обох кривих $\Omega_0 = 25\gamma$, $\tau = \Omega_0^{-1}$; 1 — $G = 10\gamma$; 2 — $G = 20\gamma$

Рис. 37. Порівняння залежності середньої сили світлового тиску на атом у одиницях $F_{sp} = \frac{1}{2}\hbar k\gamma$ у полі зустрічних стохастичних хвиль для гауссової моделі флуктуацій амплітуди (суцільна лінія) і моделі хаотичного поля (штрихова лінія) від затримки між зустрічними хвилями від швидкості атома в одиницях γ^{-1}. Для обох кривих $\Omega_0 = 10\gamma$, $G = 10\gamma$

з полем зустрічних послідовностей π-імпульсів з резонансною до частоти атомного переходу несучою частотою. З аналогії $2G$ і частоти повторення імпульсів T^{-1}, постулюючи $T = \pi G^{-1}$, знаходимо $F = 0{,}2F_\pi$ для кривої 1 і $F = 0{,}1F_\pi$ для кривої 2 на рис. 36 при $v = 0$.

2.6.3. Гауссова модель флуктуацій амплітуди. Розглянемо випадок, коли лише дійсна частина $\hat{\Omega}_\pm(t)$ відмінна від нуля, $\phi_\pm = 0$ [60, 61]. Частоти Рабі зустрічних хвиль пов'язані співвідношенням

$$\hat{\Omega}_+(t) = \Omega_0 f_r(t), \qquad \hat{\Omega}_-(t) = \Omega_0 f_r(t-\tau), \tag{2.83}$$

де $f_r(t)$ — дійсний стохастичний процес з нульовим середнім значенням, функція автокореляції якого має вигляд (1.123). Це — гауссова модель флуктуацій амплітуди, яку можна інтерпретувати як класичний аналог "стиснутого" (squeezed) вакууму, в якому сильно флуктує одна квадратурна компонента поля і не флуктує інша [117].

На рис. 37 показано приклад залежності F_{av}/F_{sp} від затримки між зустрічними хвилями для гауссової моделі флуктуацій амплітуди (суцільна лінія) для параметрів, що відповідають кривій 2 на рис. 35, повтореній тут штрихом. Як видно, хід залежності сили світлового тиску від $\gamma\tau$ для обох моделей флуктуацій амплітуди близький; більше того, сила світлового тиску в слабких полях зустрічних хвиль за умови гауссових флуктуацій амплітуди описується тією ж формулою (2.82), що і у випадку моделі хаотичного поля.

2.7. Світловий тиск на атоми у полі біжучої частотно-модульованої хвилі

Розглянемо силу, що діє на атом у полі біжучої частотно-модульованої хвилі. У праці [155] вивчали поведінку атома у полі такої хвилі, розв'язуючи чисельно балансні рівнянні. Для вільного атома, у якого швидкість релаксації недіагональних елементів матриці густини близька до швидкості релаксації діагональних, такий підхід неадекватний поставленій задачі — ігноруються когерентні ефекти, зумовлені фазовими співвідношеннями між фур'є-компонентами поля. Тут ми будемо враховувати ці ефекти [58], розв'язуючи рівняння для матриці густини у наближенні обертової хвилі (1.89), які для атома у полі

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t - kz + \beta \sin \Omega_m t\right) \tag{2.84}$$

мають вигляд

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11}(t) &= -\,\Omega_0 \,\mathrm{Im}\left(\rho_{12}(t)\, e^{i(-\beta \sin \Omega_m t + kvt + kz)}\right) + \gamma\rho_{22}(t),\\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12}(t) &= \frac{1}{2} i\,\Omega_0\left[\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)\right] e^{i(\beta \sin \Omega_m t - kvt - kz)} + \\
&\qquad + \left(i\Delta - \frac{1}{2}\gamma\right)\rho_{12}(t),\\
\rho_{21}(t) &= \rho_{12}^*(t),\\
\rho_{22}(t) &= 1 - \rho_{11}(t),
\end{aligned} \tag{2.85}$$

де $\Delta = \omega_0 - \omega$, ω_0 — частота атомного переходу, $\Omega_0 = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_0$. Введемо змінні

$$\mathcal{W}(t) = \rho_{22}(t) - \rho_{11}(t), \qquad \sigma(t) = \rho_{12} e^{i(-\beta \sin \Omega_m t + kvt + kz)}. \tag{2.86}$$

Тоді з (2.85) випливає

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}\mathcal{W}(t) &= -\,i\,\Omega_0\left[\sigma(t) - \sigma^*(t)\right] - \gamma\left[1 + \mathcal{W}(t)\right],\\
\frac{\partial}{\partial t}\sigma(t) &= -\,\frac{1}{2} i\,\Omega_0 \mathcal{W} - i\beta\sigma\Omega_m \cos\Omega_m t + \left[-\frac{1}{2}\gamma + i\delta\right]\sigma(t),
\end{aligned} \tag{2.87}$$

де $\delta = kv + \Delta$. Рівняння (2.87) розв'яжемо методом, який запропоновано в [156]. Нас цікавить розв'язок, який формується після перехідного періоду, $t \gg \gamma^{-1}$. Його ми шукаємо у вигляді

$$\mathcal{W} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathcal{W}_n e^{in\Omega_m t}, \quad \sigma = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sigma_n e^{in\Omega_m t}, \quad \sigma^* = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\sigma}_n e^{in\Omega_m t}. \tag{2.88}$$

Знаходячи $\mathcal{W}_n$ з першого з рівнянь (2.87) і підставляючи його в друге рівняння та комплексно-спряжене з ним і вводячи вектори

$$\mathsf{a}^{(n)} = \begin{pmatrix} \sigma_n \\ \tilde{\sigma}_n \end{pmatrix}, \qquad \mathsf{b} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{2.89}$$

та матриці

$$\mathsf{A}^{(n)} = \begin{pmatrix} \dfrac{\gamma}{2} - i\delta + in\Omega_m + \dfrac{\Omega_0^2}{2\,(\gamma + in\Omega_m)}\,; & -\dfrac{\Omega_0^2}{2\,(\gamma + in\Omega_m)} \\ -\dfrac{\Omega_0^2}{2\,(\gamma + in\Omega_m)}\,; & \dfrac{\gamma}{2} + i\delta + in\Omega_m + \dfrac{\Omega_0^2}{2\,(\gamma + in\Omega_m)} \end{pmatrix},$$
$$\mathsf{B} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.90}$$

отримуємо рекурентне співвідношення, яке визначає $a^{(n)}$:

$$\mathsf{A}^{(n)}\mathsf{a}^{(n)} + \frac{i\beta\Omega_m}{2}\mathsf{B}\left(\mathsf{a}^{(n-1)} + \mathsf{a}^{(n+1)}\right) = -\frac{i}{2}\Omega_m \mathsf{b}\delta_{n0}\,, \tag{2.91}$$

де δ_{n0} — символ Кронекера. Записуючи $\mathsf{a}^{(n)}$ у вигляді

$$\mathsf{a}^{(n)} = \mathsf{X}^{(n)}\mathsf{a}^{(n-1)}\,, \tag{2.92}$$

з (2.91) одержуємо ланцюжок рівнянь, які визначають матриці $\mathsf{X}^{(n)}$:

$$\mathsf{X}^{(n)} = \begin{cases} \left(\dfrac{2i}{\beta\Omega_m}\mathsf{B}\mathsf{A}^{(n)} - \mathsf{X}^{(n+1)}\right)^{-1} & \text{при } n > 0, \\ \dfrac{2i}{\beta\Omega_m}\mathsf{B}\mathsf{A}^{(n-1)} - \left(\mathsf{X}^{(n-1)}\right)^{-1} & \text{при } n \leq 0. \end{cases} \tag{2.93}$$

Тут ми врахували, що $\mathsf{B} = \mathsf{B}^{-1}$. Знайшовши $\mathsf{X}^{(0)}$ і $\mathsf{X}^{(1)}$ з (2.93), з (2.91) отримаємо

$$\mathsf{a}^{(0)} = \frac{i\Omega_0}{2}\left\{\mathsf{A}^{(0)} + \frac{i\beta\Omega_m}{2}\left[\left(\mathsf{X}^{(0)}\right)^{-1} + \mathsf{X}^{(1)}\right]\right\}^{-1}\mathsf{b}\,. \tag{2.94}$$

Усереднена за час $2\pi/\Omega_m$ сила світлового тиску (1.99), що діє на атом, у нашому випадку дорівнює

$$F = \hbar k\,\Omega_0\,\mathrm{Im}\,\sigma_0 \tag{2.95}$$

де σ_0 — перша компонента вектора $\mathsf{a}^{(0)}$.

На рис. 38 наведена залежність середньої сили, що діє на атом у полі біжучої частотно-модульованої хвилі (2.84), від δ/γ, тобто від відстроювання частоти центральної фур'є-компоненти спектра

поля (2.84) від частоти атомного переходу у системі відліку, пов'язаній з атомом. По суті, ця залежність описує і залежність сили світлового тиску від швидкості атома вздовж осі z (з точністю до множника по осі абсцис). Як і слід було чекати, беручи до уваги, що у випадку $\beta > 1$ в фур'є-спектрі поля (2.84) найінтенсивніші перші β компонент, частотна модуляція лазерного випромінювання забезпечує ефективну взаємодію атомів з полем зі швидкостями до $v \sim \sim \beta\Omega_m/k$.

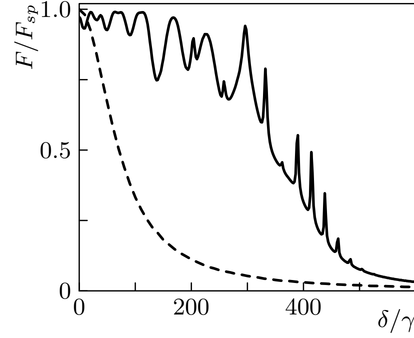


Рис. 38. Залежність F/F_{sp} від δ/γ при $\Omega_m = 10\gamma$, $\Omega_0 = 50\gamma$: штрихова лінія — $\beta = 0$, суцільна лінія — $\beta = 20$

2.8. Світловий тиск на атоми у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль

Тепер перейдемо до розгляду сили світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль. Як вже вказувалося вище (див. с. 13), у зустрічних послідовностях світлових імпульсів, що по черзі діють на атом зі змінними у часі частотами, які проходять через резонанс з частотою атомного переходу, на атом діє сила світлового тиску, близька до (2). Аналогічного результату можна, очевидно, досягти, якщо на атом діють дві зустрічні частотно-модульовані хвилі (1.108) з однаковою амплітудою $\boldsymbol{E}_{\pm 0} = \boldsymbol{E}_0$, якщо частота модуляції Ω_m, індекс модуляції β і напруженість поля досить великі[8]:

$$\Omega_0/\Omega_m \ll \beta \ll (\Omega_0/\Omega_m)^2, \quad \Omega_m \gg \gamma, \tag{2.96}$$

де $\Omega_0 = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_0/\hbar$. У цьому випадку несуча частота імпульсу двічі проходить через резонанс щопівперіоду, і цей перехід відбувається адіабатично. Як наслідок, кожне проходження через резонанс призводить до інвертування населеностей основного і збудженого станів зі зміною імпульсу атома на $\hbar k$ в одному й тому самому напрямі, і на атом діє сила, близька до

$$F_{ph\ max} = 2\hbar k\Omega_m/\pi. \tag{2.97}$$

[8]Випливає з критерію адіабатичного проходження резонансу (1.52) з урахуванням $\mu = \beta\Omega_m^2$ і очевидної вимоги, щоб період модуляції був значно менший за час спонтанного випромінювання атома зі збудженого стану.

Далі ми покажемо [58], що велика порівняно з F_{sp} сила світлового тиску у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль може бути досягнута при помірній інтенсивності електромагнітного випромінювання і невеликому індексі модуляції, коли критерій швидкого адіабатичного проходження (2.96) не виконується.

2.8.1. Атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль однакової інтенсивності з синусоїдальним законом модуляції. Нехай на атом діють дві зустрічні частотно-модульовані хвилі:

$$\begin{aligned} &\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t - kz + \phi_+(t)\right) + \boldsymbol{E}_0 \cos\left(\omega t + kz + \phi_-(t)\right), \\ &\phi_+(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right), \\ &\phi_-(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right) \end{aligned} \tag{2.98}$$

з однаковою амплітудою $\boldsymbol{E}_0$. Тут Ω_m — частота модуляції, β — індекс модуляції. У випадку малої інтенсивності зустрічних хвиль $\Omega_0 \ll \gamma$, де $\Omega_0 = -\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_0/\hbar$, і малого індексу модуляції $\beta < 1$ рівняння Ліувілля (1.89) для матриці густини можна розв'язати розкладом за β і Ω_0/γ. У резонансному випадку $\omega = \omega_0$ з точністю до квадратичних за β членів сила, що діє на атом, записується

$$F = \frac{\hbar k}{8} \sin\psi \frac{\beta^2\gamma^2\Omega_0^4\Omega_m^3 \left[\left(\Omega_m^2 + \frac{1}{4}\gamma^2\right)^2 - (kv)^2\left(10\Omega_m^2 - 9(kv)^2 + \frac{11}{2}\gamma^2\right)\right]}{\left[(\Omega_m + kv)^2 + \gamma^2/4\right]^2 \left[(\Omega_m - kv)^2 + \gamma^2/4\right]^2 \left[(kv)^2 + \gamma^2/4\right]^2}. \tag{2.99}$$

Ця сила максимальна при $\psi = \pi/2$ і змінює знак зі зміною швидкості при $kv \approx \pm\Omega_m/3$ та $kv \approx \pm\Omega_m$ у випадку $\Omega_m \gg \gamma$. Знакозмінна залежність сили, що діє на атом, від його швидкості спостерігається і при великих значеннях Ω_0/γ, як це видно з рис. 39. Наведена на ньому крива отримана чисельним інтегруванням рівняння (1.89) разом з виразом для сили (1.99). Середня сила світлового тиску, що діє на атом, обчислювалася як відношення середнього за початковою координатою набутого атомом імпульсу протягом часу усереднення T_{av} до цього часу після закінчення перехідних процесів, $t > 7/\gamma$. Час усереднення обирався таким чином, щоб kvT_{av} та $\Omega_m T_{av}$ були кратними 2π для точок на осі абсцис, за якими будувався наведений графік.

Добре видно сингулярності, зумовлені багатофотонними процесами, при $kv = n\Omega_m/l$, де n, l — цілі числа. Ширини інтервалів швидкості атома, в яких сила світлового тиску знакостала, як видно з рисунка, помітно перевищують γ.

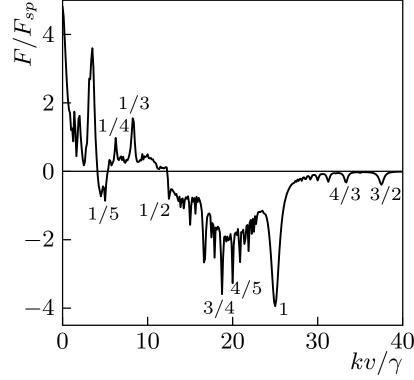


Рис. 39. Залежність F/F_{sp} від kv/γ при $\Omega_0 = \Omega_m = 25\gamma$, $\beta = 1$, $\psi = \pi/2$. Дроби біля максимумів відповідають n, l у виразі $kv = \frac{n}{l}\Omega_m$, що визначає положення багатофотонних резонансів

Тепер розглянемо залежність сили світлового тиску, що діє на повільні атоми ($kv \ll \gamma$), від параметрів взаємодії атома з полем. Для малого індексу модуляції, користуючись розкладом матриці густини та радіаційної сили за β і усереднюючи результат за координатою атома, отримуємо з точністю до β^2

$$F = \hbar k \sin\psi \left[\frac{2\gamma\Omega_m\left(\gamma^4 - \gamma^2\Omega_0^2 - 4\Omega_m^2\Omega_0^2\right)}{\left(\gamma^2 + 4\Omega_m^2\right)\left(9\gamma^2 + 4\Omega_m^2\right)\sqrt{\gamma^2 + 8\Omega_0^2}} + \frac{\Omega_m^3}{\gamma^2 + 4\Omega_m^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{Re} \frac{i\left(\gamma + i\Omega_m\right)^{3/2}\sqrt{\gamma^2 + 3i\gamma\Omega_m - 2\Omega_m^2 + 8\Omega_0^2}}{2\left(3\gamma + 2i\Omega_m\right)\sqrt{\gamma + 2i\Omega_m}} \right] \beta^2. \tag{2.100}$$

Максимальне значення цієї сили

$$F = \frac{1}{4}\hbar k \Omega_m \beta^2 \tag{2.101}$$

досягається при $\psi = \pi/2$, $\Omega_m \gg \gamma$ і $\Omega_0 \sim \Omega_m/2$. Зі зростанням Ω_0 понад $\Omega_m/2$ діюча на атом сила слабко залежить від Ω_0. Це ілюструє рис. 40, де порівнюються результати чисельного інтегрування рівнянь для матриці густини і розрахунку за (2.100). Як видно, вираз (2.100) добре описує залежність діючої на атом сили світлового тиску від Ω_0 і β за умови $\beta \in [0,\ 0{,}5]$. На верхній межі вказаного інтервалу похибка не перевищує 30 %. У той же час, як видно з рис. 40, оптимальне значення β значно більше і становить величину порядку одиниці. Оскільки оптимальне значення $\psi = \pi/2$ отримано за припущення $\beta \ll 1$, для $\beta \sim 1$ необхідне додаткове дослідження залежності F від ψ. Результати чисельного дослідження цієї залежності для індексу модуляції в

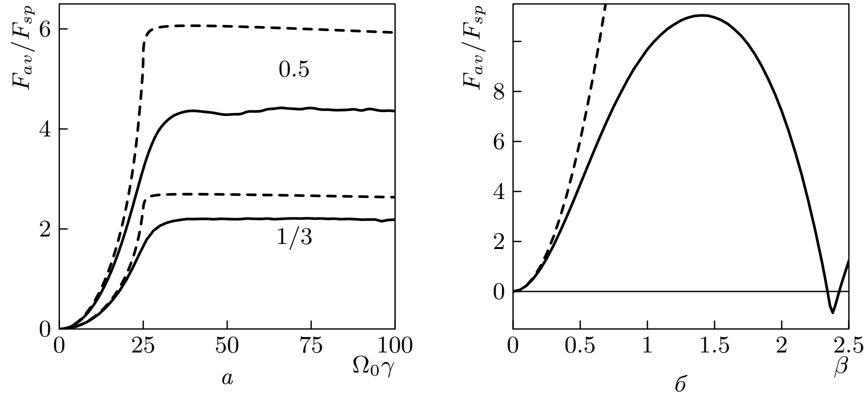


Рис. 40. Порівняння залежностей F/F_{sp} від частоти Рабі зустрічних хвиль для $\Omega_m = 50\gamma$ і $\psi = \pi/2$ при різних індексах модуляції (*а*) та від індексу модуляції при $\Omega_0 = 50\gamma$ (*б*), отримані чисельним інтегруванням рівнянь для матриці густини (1.89) разом з виразом (1.99) для діючої на атом сили (суцільна лінія), з розрахунком за (2.100) (штрихова лінія). Лінії на (*а*) марковані значенням β

межах $\beta \in [0, 5]$ при різних співвідношеннях Ω_0 та Ω_m показано на рис. 41. Значення діючої на атом сили отримано чисельним інтегруванням (1.89) разом з виразом для сили (1.99). Порівняння наведених залежностей показує, що оптимальною частотою модуляції за умови фіксованої частоти Рабі зустрічних хвиль є $\Omega_m \sim 2\,\Omega_0$, $\beta \sim 1{,}5$ (див. рис. 41, *г*). Максимальне значення сили, яке при цьому досягається, $F = 3{,}5F_{sp}$ приблизно в 7,2 раза менше ніж сила (2.97), якої можна було б досягти за умови виконання критерію швидкого адіабатичного проходження (2.96) при $\Omega_m = 20\gamma$. Таким чином, навіть при помірній інтенсивності частотно-модульованих світлових хвиль можна досягти значної, порівняно з F_{sp}, сили світлового тиску, що діє на атоми. Близька до неї сила досягається також при $\Omega_m = \Omega_0$ і $2\,\Omega_m \sim \Omega_0$. В останньому разі залежно від ψ при оптимальному значенні $\beta \sim 2{,}65$ спостерігаються два приблизно однакові максимуми, при $\psi \sim \pi/4$ і $\psi \sim \pi/2$. Зазначимо, що у цьому разі спектр частотно-модульованої хвилі (1.108) близький до біхроматичного (при $\beta = 2{,}4$ центральна компонента відсутня, а інтенсивності перших бічних компонент вищі від других і наступних).

Важливою для практичних застосувань є залежність діючої на атом сили від його швидкості. Результати чисельного дослідження цієї залежності для параметрів, що відповідають максимумам на рис. 41, *б* і *г*, показано на рис. 42. Як видно з рис. 42, *а*, *б*, у випадку $\Omega_m = 2\,\Omega_0$, коли досягається максимальне значення сили, що діє на атом при $kv \ll \gamma$ (див. рис. 41, *г*), напівширина максимуму залежності сили

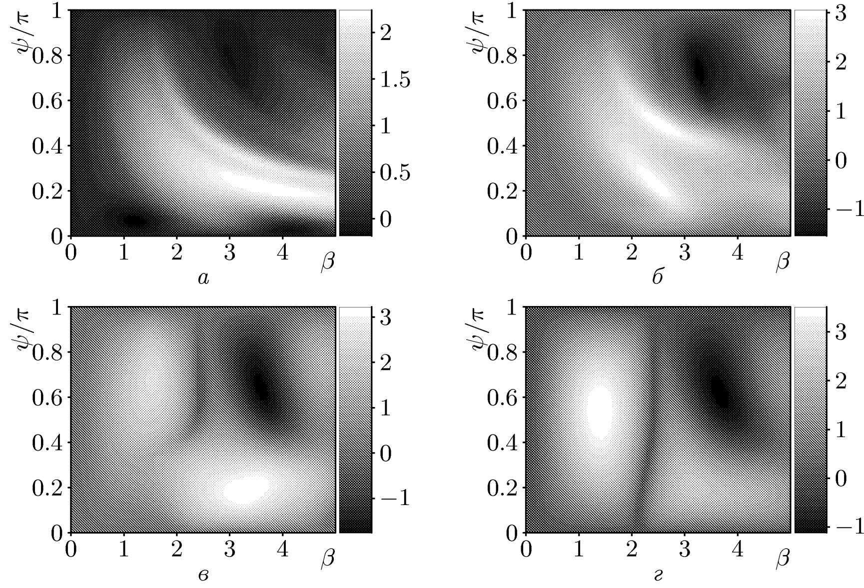


Рис. 41. Залежність F/F_{sp} для повільних атомів ($kv \ll \gamma$) від індексу модуляції β (вісь абсцис) і різниці фаз між зустрічним хвилями ψ (вісь ординат) для $\Omega_0 = 10\gamma$ при $\Omega_m = 2{,}5\gamma$ (*а*), 5γ (*б*), 10γ (*в*), 20γ (*г*). Значення сили, що діє на атом, показане відтінками сірого тону (див. стовпчик справа біля кожної залежності)

від швидкості помітно менша за γ/k як при $\psi = \pi/4$, так і як при $\psi = \pi/2$. Якщо ж $2\,\Omega_m = \Omega_0$, то напівширина максимуму залежності сили від швидкості помітно більша за γ/k і зростає з одночасним зростанням Ω_m і Ω_0, причому тільки у випадку $\psi = \pi/2$ (див. рис. 42, *г*, *е*). Це зростання напівширини залежності сили від швидкості дещо повільніше від лінійного за Ω_m. При цьому значення сили при $kv \ll \gamma$ практично пропорційне Ω_m (за умови $2\,\Omega_m = \Omega_0$), як це видно з рис. 43, де показано залежність F/F_{sp} від швидкості атома для оптимальних значень індексу модуляції, різниці фаз та $\Omega_0 = 2\Omega_m$ для різних Ω_m (*а*) та залежність сили, що діє на атом, від його швидкості і частоти Рабі (*б*), яка підтверджує оптимальність нашого вибору $\Omega_0 = 2\Omega_m$ для отримання значної сили світлового тиску, що діє на атом, з великою напівшириною її залежності від швидкості. Максимальне значення сили світлового тиску, що досягається при $kv \ll \gamma$ на рис. 43, *а*, становить приблизно $0{,}46F_{ph\ max}$, де $F_{ph\ max}$ (2.97) — максимальна сила світлового тиску у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль за умови почергової адіабатичної взаємодії атома з кожною з цих хвиль при проходженні резонансу, під дією якої протягом одного періоду моду-

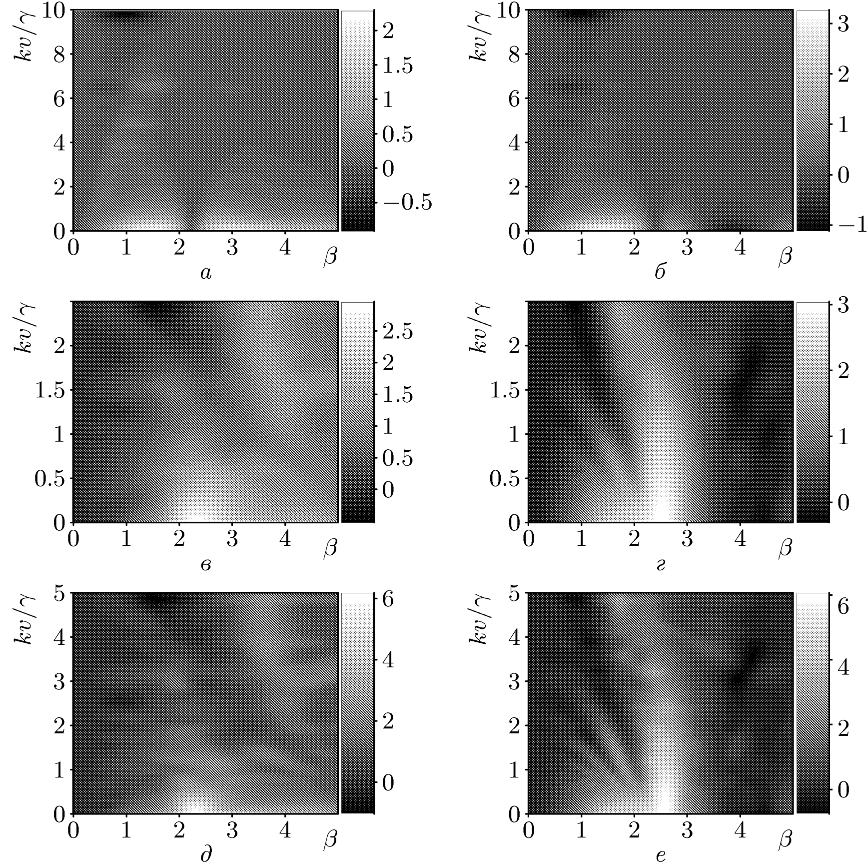


Рис. 42. Залежність F/F_{sp} від швидкості атома та індексу модуляції для різниць фаз між зустрічним хвилями $\psi = \pi/4$ (*а*, *в*, *д*) та $\psi = \pi/2$ (*б*, *г*, *е*), що забезпечують близькі до максимуму значення F/F_{sp} для малих ($kv \ll \gamma$) швидкостей атома (див. рис. 41). *а*, *б* — $\Omega_0 = 10\gamma$, $\Omega_m = 20\gamma$; *в*, *г* — $\Omega_0 = 10\gamma$, $\Omega_m = 5\gamma$; *в*, *г* — $\Omega_0 = 20\gamma$, $\Omega_m = 10\gamma$

ляції імпульс атома змінюється на $4\hbar k$. Таким чином, для показаних на рис. 43, *а* залежностей імпульс повільного атома змінюється на $\sim 1{,}85\hbar k$ щоперіоду. Зазначимо, що оптимальні значення Ω_0/Ω_m, ψ і β залежать від Ω_m/γ, хоч і незначно. Так, точніші від використаних при побудові на рис. 43, *а* залежностей сили світлового тиску від швидкості атома значення оптимальних параметрів для $\Omega_m = 10\gamma$ становлять $\psi = 0{,}499\pi$, $\beta = 2{,}68$ і $\Omega_0 = 2{,}05\Omega_m$. У цьому разі $F/F_{ph\ max} = 0{,}495$ і імпульс атома щоперіоду змінюється на $1{,}98\hbar k$. Для $\Omega_m = 20\gamma$ значення оптимальних параметрів такі: $\psi = 0{,}501\pi$, $\beta = 2{,}74$ і $\Omega_0 = 2{,}15\Omega_m$,

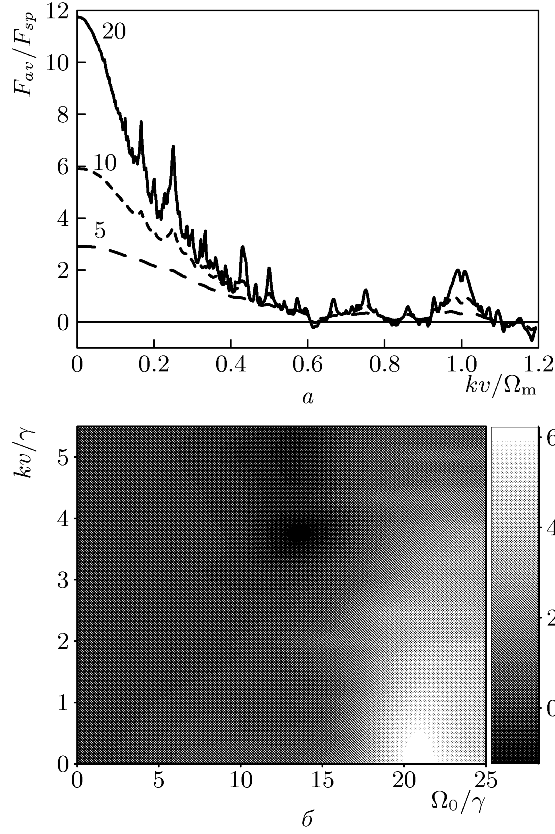


Рис. 43. Залежність F/F_{sp} від швидкості атома для оптимальних значень індексу модуляції, різниці фаз та відношення Ω_0/Ω_m для різних Ω_m (*а* — лінії, марковані значенням Ω_m/γ) та залежність сили, що діє на атом, від його швидкості і частоти Рабі (*б*); при $\beta = 2{,}65$, $\psi = \pi/2$ для (*а*) та (*б*), $\Omega_0 = 2\Omega_m$ (*а*), $\Omega_m = 10\gamma$ (*б*)

а $F/F_{ph\,max} = 0{,}497$, імпульс атома щоперіоду змінюється на $1{,}99\hbar k$. Порівнюючи максимальну силу світлового тиску при однакових значеннях $\Omega_m = \gamma = 20$ у частотно-модульованому полі зустрічних хвиль і в біхроматичному полі [товсті лінії на рис. 43 і 20 (с. 77)], бачимо, що за умови однакових значень цього параметра сила світлового тиску в частотно-модульованому полі (2.98) приблизно вдвічі більша, ніж в біхроматичному (2.40), а ширина максимуму залежності сили від швидкості приблизно така сама. Така відмінність має під собою очевидне фізичне підґрунтя — при значенні індексу модуляції, для якого побудовано залежності, показані на рис. 43, у спектрі частотно-модульованої хвилі найбільша інтенсивність компонент з частотами $\omega \pm \Omega_m$, тобто поле близьке до біхроматичного з різницею частот $\Omega_m = 40\gamma$, у якому сила світлового тиску, що діє на атом, приблизно вдвічі вища, ніж у біхроматичному полі з різницею частот $\Omega_m = 20\gamma$. Таким чином,

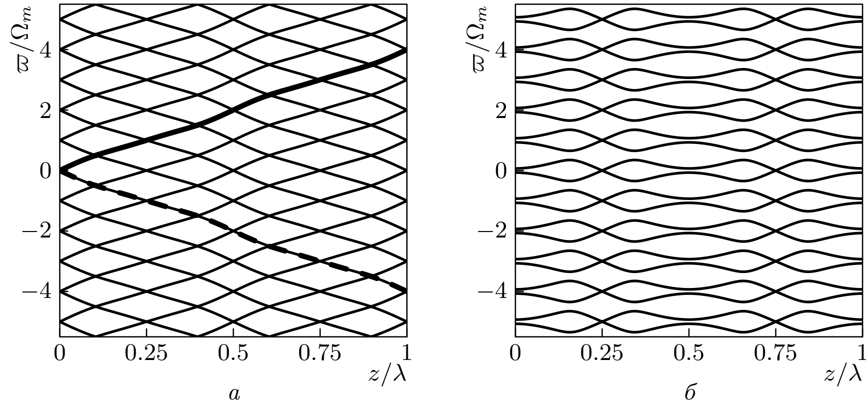


Рис. 44. Залежність власних значень $\hbar\varpi$ гамільтоніана Флоке в одиницях $\hbar\Omega_m$, що описує взаємодію атома з частотно-модульованим полем, від його координати у випадку $\beta = 2{,}74$ і $\Omega_0 = 2{,}15\Omega_m$, $\psi = 0{,}501\pi$ (*а*) і $\beta = 1$ і $\Omega_0 = \Omega_m$, $\psi = 0{,}5\pi$ (*б*)

частотно-модульоване поле нарівні з біхроматичними може використовуватися для керування рухом атомів.

Маючи на увазі аналогічну поведінку залежності сили від швидкості в частотно-модульованому і біхроматичному полях і те, що для для досягнення гауссоподібної залежності сили від швидкості треба в обох випадках належним чином обирати співвідношення Ω_0, Ω_m і ψ (у частотно-модульованому полі до цих параметрів додається ще й індекс модуляції β), природно чекати і фізично однакової основи вибору сукупності параметрів, а саме, близьке проходження чи перетин кривих, що описують залежність власних значень гамільтоніана Флоке від координати атома.

На рис. 44, *а* показана залежність власних значень $\hbar\varpi$ гамільтоніана Флоке:

$$\mathcal{H} = H - i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\,, \tag{2.102}$$

що описує взаємодію атома з частотно-модульованим полем від його координати для оптимального вибору параметрів, які забезпечують велике, порівняно з F_{sp}, значення радіаційної сили у широкому діапазоні kv зміни швидкості атома. Стан атома після певного ($\sim 7\gamma^{-1}$) перехідного періоду описується суперпозицією власних станів Флоке, кожен з яких — це змінна з часом з періодом модуляції суперпозиція основного і збудженого станів атома. Якщо швидкість атома невелика, порівняно з Ω_m/k, то атом, перебуваючи спочатку в одному з власних станів Флоке і переходячи з одного власного стану в інший в області зближення власних значень (вони настільки близькі, що на рисунку виглядають як перетин кривих), в процесі зміщення на довжину хви-

лі змінює свою енергію вздовж суцільної товстої або штрихової лінії, тобто на $\pm 4\hbar\Omega_m$. Оскільки населеності цих станів різні, сумарна зміна енергії атома відмінна від нуля і зростає пропорційно пройденій атомом відстані (тобто сила, що діє на атом, практично не змінюється зі зміною його швидкості). Ця якісна інтерпретація отриманого для певних комбінацій параметрів великої порівняно з F_{sp} сили світлового тиску придатна для невеликих, порівняно з Ω_m/k, швидкостей атома, коли залежність власних значень Флоке від координати близька до випадку нерухомого атома. В усякому разі вона пояснює, чому при цих значеннях параметрів значення діючої на атом сили світлового тиску мало змінюється на інтервалі швидкості порядку γ/k, як це спостерігається в загальному випадку довільних значень частоти та індексу модуляції (див. рис. 39 на с. 111 і відповідну їй залежність власних значень гамільтоніана Флоке від координати на рис. 44, *б*).

Як зазначено вище, якби стан атома під час руху збігався зі станом Флоке, який відповідає товстій лінії на рис. 44, *а*, зміна його енергії при проходженні відстані, що дорівнює довжині хвилі, становила б $4\hbar\Omega_m$, а переданий йому протягом часу $2\pi/\Omega_m$ імпульс — $4\hbar k$. Це відповідає значенню діючої на атом сили $2\hbar k\Omega_m/\pi$, що вдвічі більше максимальної сили, яка діє на атом у полі зустрічних послідовностей π-імпульсів (2). Насправді населеність відповідного стану Флоке менша за одиницю, і, наприклад, для параметрів взаємодії атома з полем, яким відповідає рис. 43, *а*, діюча на атом сила приблизно вдвічі менша. Виникає питання, чи можна підібрати такі параметри взаємодії атома з полем, щоб наблизити діючу на атом силу до теоретичної межі $\Delta\varpi/\lambda$, де $\Delta\varpi$ — зміна власного значення гамільтоніана Флоке у стані, в якому перебуває атом, при його зміщенні на довжину хвилі λ. Побудова теорії, аналогічної теорії біхроматичної сили [33], для випадку сили у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль стикається зі значними труднощами в зв'язку з великою кількістю частот у спектрі такого поля. На сьогодні дослідження цього питання можливе лише чисельними методами. На рис. 45 (суцільна лінія) показана залежність діючої на атом сили від швидкості у випадку, коли залежність власних значень гамільтоніана Флоке від координати атома має вигляд, аналогічний показаному на рис. 44 (див. рис. 46, *а*), проте у цьому разі діюча на атом сила (при тій же частоті модуляції) приблизно в 1,7 раза більша. Штриховою лінією на цьому ж рисунку показано аналогічну залежність у випадку, коли частота Рабі в 1,3 раза вища. Таке збільшення частоти Рабі призводить до помітного зменшення сили, що діє на атоми з малою швидкістю, і зменшення ширини максимуму її залежності від швидкості до значення порядку γ/k. Це корелює зі зміною залежності власних значень Флоке від координати атома — на

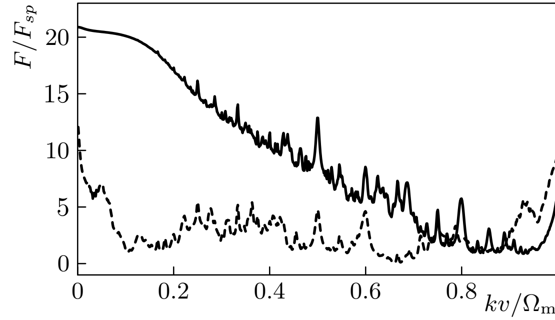


Рис. 45. Залежність F/F_{sp} від швидкості атома у випадках $\Omega_0 = 4{,}7\Omega_m$ (суцільна лінія) та $\Omega_0 = 6\Omega_m$ (штрихова лінія) для $\psi = 0{,}235\pi$, $\beta = 10{,}7$, $\Omega_m = 20\gamma$

ній з'являються значні проміжки на осі ординат, яким не відповідає жодний власний стан гамільтоніана Флоке (див. рис. 46, *б*).

На рис. 47 показано залежність діючої на атом сили світлового тиску від двох параметрів — його швидкості і частоти Рабі зустрічних хвиль. Як видно, для параметрів, що відповідають суцільній лінії на рис. 45, ширина максимуму залежності сили від швидкості найбільша, а порівняно невелика зміна частоти Рабі призводить до значного зменшення сили світлового тиску на повільні атоми і ширини максимуму залежності сили від швидкості. Цей факт відповідає тому, що умови взаємодії атома з полем не задовольняють критерій швидкого адіабатичного проходження резонансу (2.96), за умови якого сила світлового тиску може сягати $2\hbar k\Omega_m/\pi$.

У зв'язку з великою кількістю спектральних компонент частотно-модульованої хвилі побудова теорії сили світлового тиску, яка б

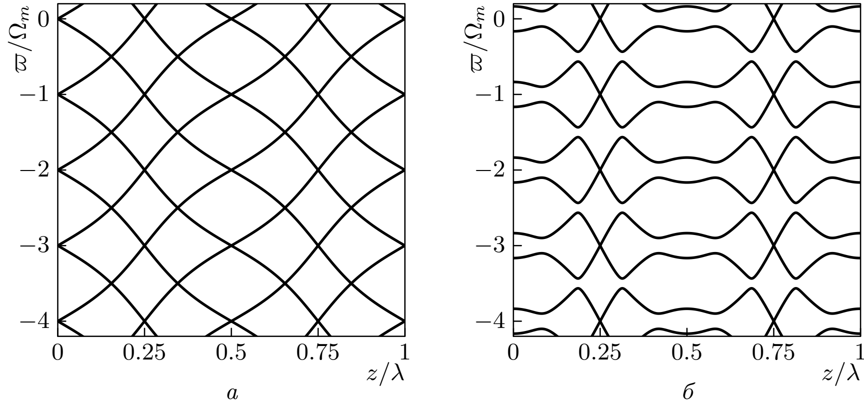


Рис. 46. Залежність власних значень $\hbar\varpi$ гамільтоніана Флоке в одиницях $\hbar\Omega_m$, що описує взаємодію атома з частотно-модульованим полем, від його координати при $\beta = 10{,}7$, $\psi = 0{,}235\pi$ для $\Omega_0 = 4{,}7\Omega_m$ (*а*), $\Omega_0 = 6\Omega_m$ (*б*)

прогнозувала оптимальні комбінації параметрів β, Ω_0/Ω_m і ψ, при яких ширина максимуму залежності сили світлового тиску від швидкості атома значно більша за γ/k і близька за порядком величини до Ω_m/k, як це зроблено для сили світлового тиску у біхроматичному полі в праці [33], натрапляє на значні труднощі. Прямий чисельний розрахунок залежностей сили від швидкості для всіх можливих комбінацій трьох параметрів — трудомістка обчислювальна задача. Значно пришвидчити чисельний пошук оптимальних комбінацій β, Ω_0/Ω_m і ψ можна таким чином. Для фіксованого зсуву фаз ψ між зустрічними хвилями і досить високої $\Omega_m \gg \gamma$ частоти модуляції будуємо залежність від β і Ω_0/Ω_m сили, що діє на атом з малою швидкістю $v \ll \gamma/k$. Потім будуємо аналогічну залежність для $v \sim 2\gamma/k$ (див. 48 для випадку $\psi = 0{,}2\pi$). З порівняння цих залежностей знаходимо інтервали параметрів β, Ω_0/Ω_m, де сила велика як для атомів зі швидкістю $v \ll \gamma/k$, так і для атомів зі швидкістю $v \sim 2\gamma/k$. Значення β, Ω_0/Ω_m, для яких отримано максимум сили світлового тиску на повільні атоми, і будуть оптимальними. Що це дійсно так, перевіряємо, будуючи за-

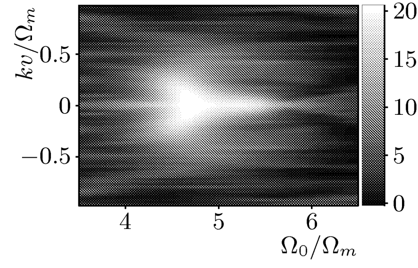


Рис. 47. Залежність сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль від його швидкості v і частоти Рабі Ω_0. Значення F/F_{sp} показані відтінками сірого кольору (див. шкалу справа). Фазовий зсув між зустрічними хвилями $\psi = 0{,}235\pi$, індекс модуляції $\beta = 10{,}7$, частота модуляції $\Omega_m = 20\gamma$

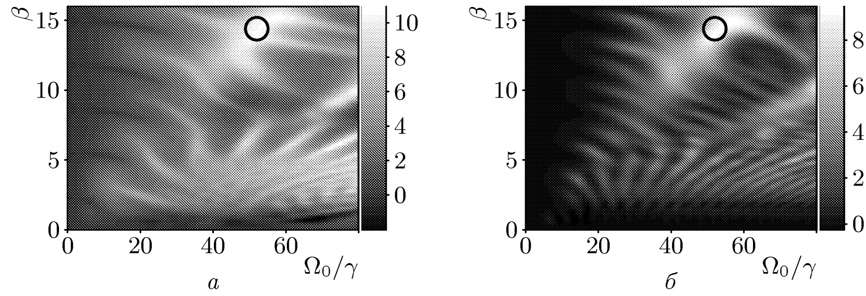


Рис. 48. Залежність сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль від індексу модуляції β і частоти Рабі Ω_0 в одиницях γ. Значення F/F_{sp} показані відтінками сірого кольору (див. шкалу справа). Фазовий зсув між зустрічними хвилями $\psi = 0{,}2\pi$, частота модуляції $\Omega_m = 10\gamma$, $kv = 0{,}2\gamma$ (*а*), $kv = 2\gamma$ (*б*). Кружечком показано область, де сила велика як у випадку (*а*), так і у випадку (*б*)

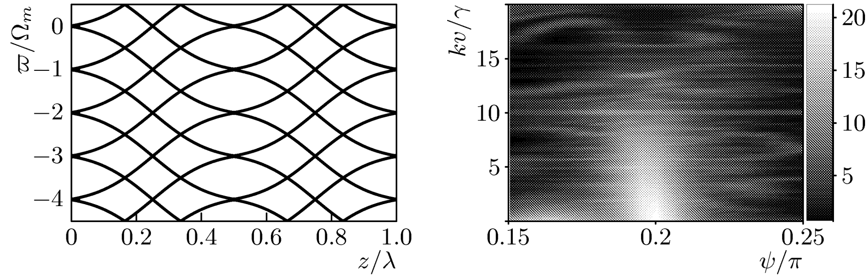


Рис. 49. Залежність власних значень $\hbar\varpi$ гамільтоніана Флоке в одиницях $\hbar\Omega_m$, що описує взаємодію атома з частотно-модульованим полем, від його координати при $\beta = 15{,}1$, $\psi = 0{,}2\pi$ для $\Omega_0 = 5{,}7\Omega_m$

Рис. 50. Залежність сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль від його швидкості v в одиницях γ/k і зсуву фаз ψ між зустрічними частотно-модульованими хвилями. Значення F/F_{sp} показані відтінками сірого кольору (див. шкалу справа). Індекс модуляції $\beta = 10{,}7$, частота модуляції $\Omega_m = 20\gamma$, частота Рабі $\Omega_0 = 5{,}7\Omega_m$

лежність власних значень гамільтоніана Флоке (2.102) від координати для цих параметрів (див. рис. 49). Оптимальність нашого вибору підтверджує також пряма побудова залежності сили світлового тиску від швидкості і одного з параметрів, наприклад ψ (див. рис. 50), на якій видно, що саме при оптимальному виборі ширина максимуму залежності сили від швидкості найбільша.

У табл. 2.3 наведено оптимальні значення Ω_0/Ω_m та індексу модуляції β зустрічних частотно-модульованих хвиль для деяких значень ψ, при яких досягається, разом з великою силою світлового тиску на повільні ($kv \ll \gamma$) атоми, велика (порядку Ω_m/k) ширина максимуму залежності сили світлового тиску від швидкості атома. Природною мірою сили вимушеного світлового тиску є максимальна сила світлового тиску, яка може бути досягнута у полі двох послідовностей зустрічних π-імпульсів з періодом повторення T (2). У нашому випадку

Таблиця 2.3.

Оптимальні значення Ω_0/Ω_m та індексу модуляції β зустрічних частотно-модульованих хвиль для деяких значень ψ

Параметр	Значення						
ψ/π	0,2	0,235	0,25	0,3	0,4	0,5	0,6
Ω_0/Ω_m	5,72	4,7	4,8	3,82	2,7	2,2	1,96
β	15,1	10,7	10,2	7,01	3,85	2,79	2,0
F/F_π	1,67	1,62	1,58	1,37	1,17	1,00	0,86

період частотно-модульованої хвилі становить $T = 2\pi/\Omega_m$, так що природною одиницею вимірювання сили вимушеного світлового тиску, яка відповідає тиску у полі послідовностей зустрічних π-імпульсів, є

$$F_\pi = \frac{2\hbar k}{T} = \frac{\hbar k \Omega_m}{\pi}. \qquad (2.103)$$

Теоретична межа сили світлового тиску за умови почергового адіабатичного проходження частот зустрічних хвиль через резонанс з частотою атомного переходу становить $2F_\pi$.

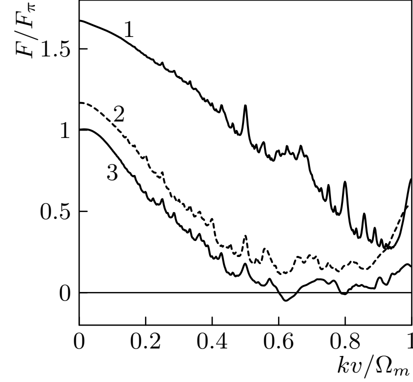


Рис. 51. Залежність сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль в одиницях F_π (2.103) від його швидкості v в одиницях Ω_m/k при оптимальному виборі Ω_0/Ω_m та індексу модуляції β для деяких значень ψ: 1 — $\psi = 0{,}2\pi$, 2 — $\psi = 0{,}4\pi$, 3 — $\psi = 0{,}5\pi$

Порівняння сили світлового тиску на повільні атоми з (2.103) наведено в останньому рядку таблиці. Як видно, зі зменшенням ψ максимальна сила світлового тиску зростає, проте це вимагає ще більшого збільшення інтенсивності лазерного випромінювання. Треба зазначити, що сила світлового тиску при невеликій різниці фаз ψ характеризується більшою шириною максимуму її залежності від швидкості (див. рис. 51).

Отримані нами результати теоретичних розрахунків [157] дозволяють оптимістично оцінювати можливість застосування зустрічних частотно-модульованих хвиль для керування рухом атомів. Належний вибір співвідношення частоти модуляції та частоти Рабі зустрічних хвиль дозволяє отримувати силу світлового тиску на атоми, близьку до сили в полі послідовностей зустрічних імпульсів з чирпованою частотою [52], яка, як і сила світлового тиску у полі таких послідовностей імпульсів та сила світлового тиску у біхроматичному полі двох стоячих хвиль [33, 53], характеризується великою шириною максимуму залежності цієї сили від швидкості атома. На відміну від випадку швидкого адіабатичного проходження у полі зустрічних імпульсів з чирпованою частотою, сила світлового тиску у зустрічних частотно-модульованих полях демонструє ці якості при помірній напруженості світлових полів і відносно невеликому значенні індексу модуляції, коли критерій адіабатичного проходження резонансу не виконується. Відзначимо безумовну актуальність таких досліджень — не дивлячись на досить великий час (більше 30 років), який пройшов після першої пропозиції використання зустрічних послідовностей імпульсів із

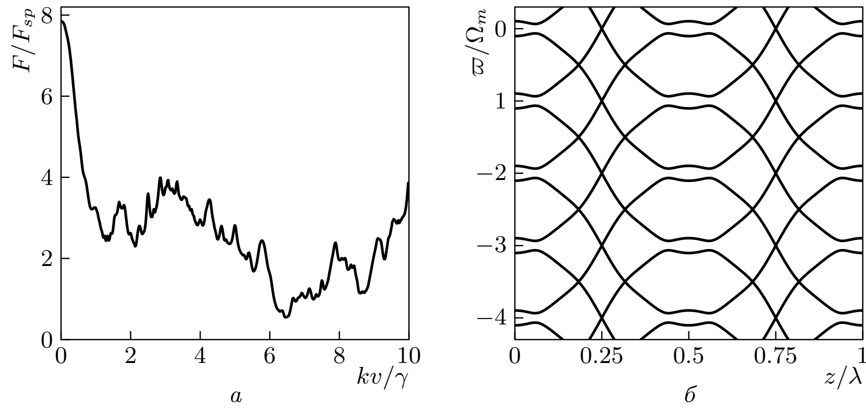


Рис. 52. Залежність сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль в одиницях F_{sp} від його швидкості v в одиницях γ/k (*а*) при $\Omega_0/\Omega_m = 6$, $\Omega_m = 10\gamma$ та індексу модуляції $\beta = 10$ для $\psi = \pi/4$ (відповідає параметрам експерименту [31]) та залежність власних значень гамільтоніана Флоке $\hbar\varpi$ в одиницях $\hbar\Omega_m$ від координати атома для цих же параметрів (*б*)

чирпованою частотою для керування рухом атомів [52], цей напрям досліджень останнім часом характеризується досить великою активністю [158–160].

Експериментальне дослідження сили світлового тиску на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль було проведено в [31]. Спостерігалося відхилення пучка атомів гелію у метастабільному стані 2^3S_1 під дією лазерного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1083$ нм. Це випромінювання викликає переходи між станами 2^3S_1 і 2^3P_2. Зсув по фазі між зустрічними частотно-модульованими хвилями становив $\pi/4$. Інші параметри лазерного випромінювання пов'язані між собою так: $\Omega_0 = 60\gamma$, $\Omega_m = 10\gamma$, $\beta = 10$ (відзначимо невідповідність цих параметрів оптимальним, наведеним у табл. 2.3). Таке значення індексу модуляції замале для того, щоб ліва частина нерівності (2.96) була справедливою. Проте після часу взаємодії атома з полем $40\gamma^{-1}$ зміна швидкості атома становила $76\hbar k$, що відповідає середній силі, яка діє на атом, $3{,}8F_{sp}$. На рис. 52 показано теоретичну залежність сили світлового тиску від швидкості атома та залежність власних значень гамільтоніана Флоке від координати атома для параметрів експерименту. Як видно, експериментально зареєстрована сила світлового тиску відповідає розрахунковій в інтервалі $0{,}5\gamma/k < v < 5\gamma/k$. Вигляд розрахункової залежності сили від швидкості (вузький пік при $kv < \gamma$) говорить про неоптимальність вибору параметрів взаємодії атома з полем; на це вказує і наявність великих

проміжків між власними значеннями гамільтоніана Флоке (квазіенергіями), що перешкоджає збільшенню енергії атома завдяки переходам Ландау—Зінера між станами з різними квазіенергіями (пор., наприклад, з рис. 49).

Таким чином, експериментальні результати підтверджують теоретичний висновок праці [58] про те, що велика сила світлового тиску на атоми в полі зустрічних частотно-модульованих хвиль, порівняно з F_{sp}, може бути досягнута і за умови такої взаємодії атома з полем, коли критерій адіабатичності (2.97) не виконується.

2.8.2. Атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль з довільним періодичним законом модуляції. Розглянемо тепер взаємодію дворівневого атома з полем із частотою, модульованою за довільним періодичним законом [62]. Нехай атом взаємодіє з двома зустрічним хвилями з несучими частотами, резонансними до частоти атомного переходу:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_+ \cos\left(\omega_0 t - kz + \phi_+(t)\right) + \boldsymbol{E}_- \cos\left(\omega_0 t + kz + \phi_-(t)\right), \quad (2.104)$$

де $\phi_\pm(t)$ описують фазову модуляцію зустрічних хвиль. Без порушення загальності вважатимемо середні значення фаз зустрічних хвиль рівними нулю. Вважаємо також, що проекція швидкості атома на напрям осі z мала ($kv \ll \gamma$), і доплерівським зсувом частоти можна нехтувати. Сила, що діє на атом, обчислюється за виразом (1.99) з $v = 0$ і $\delta = 0$. У нашому випадку частоти Рабі $\Omega_\pm = -\boldsymbol{d}_{12} E_\pm/\hbar$ ($\boldsymbol{d}_{12}$ — матричний елемент дипольного моменту переходу в атомі) від часу не залежать.

Перейдемо від матриці густини ρ, еволюція яких описується (1.89), до змінних Блоха:

$$\mathcal{W} = \rho_{22} - \rho_{11}, \qquad u = \operatorname{Re}\rho_{12}, \qquad s = \operatorname{Im}\rho_{12}. \quad (2.105)$$

Рівняння для них мають вигляд

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{W}}{\partial t} = {} & 2u\left[\Omega_+ \sin\left(kz - \phi_+\right) - \Omega_- \sin\left(kz + \phi_-\right)\right] + \\
& + 2s\left[\Omega_+ \cos\left(kz - \phi_+\right) + \Omega_- \cos\left(kz + \phi_-\right)\right] - \\
& - \gamma\left(1 + \mathcal{W}\right), \\
\frac{\partial u}{\partial t} = {} & -\tfrac{1}{2}\mathcal{W}\left[\Omega_+ \sin\left(kz - \phi_+\right) - \Omega_- \sin\left(kz + \phi_-\right)\right] - \tfrac{1}{2}\gamma u, \\
\frac{\partial s}{\partial t} = {} & -\tfrac{1}{2}\mathcal{W}\left[\Omega_+ \cos\left(kz - \phi_+\right) + \Omega_- \cos\left(kz + \phi_-\right)\right] - \tfrac{1}{2}\gamma s,
\end{aligned} \quad (2.106)$$

а виражена в цих змінних сила (1.99) записується так:

$$F = \hbar k u \left[\Omega_+ \sin\left(kz - \phi_+\right) + \Omega_- \sin\left(kz + \phi_-\right)\right] + \\ + \hbar k s \left[\Omega_+ \cos\left(kz - \phi_+\right) - \Omega_- \cos\left(kz + \phi_-\right)\right]. \tag{2.107}$$

Нас цікавить випадок великих інтенсивностей зустрічних хвиль, коли є підстави сподіватися, що сила світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних хвиль значно перевищить максимальну силу світлового тиску в полі біжучої хвилі F_{sp}. Крім цього, вважатимемо інтенсивності зустрічних хвиль різними, частоти Рабі $\Omega_\pm$ додатними, причому $\Omega_+ > \Omega_-$, і

$$\Omega_+ - \Omega_- \gg \gamma, \qquad \Omega_+ - \Omega_- \gg \Omega_m, \tag{2.108}$$

де Ω_m — характерна частота модуляції фаз зустрічних хвиль. Це дозволяє ввести малий параметр $\varepsilon \sim \gamma/(\Omega_+ - \Omega_-)$. Вважаємо також величиною такого ж порядку $\Omega_m/(\Omega_+ - \Omega_-)$, а також максимальне відхилення фаз $\phi_\pm$ від нуля. Розкладаючи u, s до третього, а $\mathcal{W}$ до четвертого порядку за ε, знаходимо розв'язок рівнянь Блоха (2.106) і силу, що діє на атом. Нехай хвиля $_-$ — це відбита від дзеркала, розташованого на відстані $c\tau/2$ від атома, хвиля $_+$ з коефіцієнтом відбивання

$$r = \left(\Omega_-/\Omega_+\right)^2. \tag{2.109}$$

Тоді після усереднення за координатою у припущенні $\Omega_m \gg \gamma$ вираз для сили набуває вигляду

$$F_{av} = \tfrac{1}{2}\hbar k\gamma + \frac{\hbar k r}{1-r}\frac{\partial}{\partial\tau}\left\langle \phi_+(t)\phi_+(t-\tau)\right\rangle, \tag{2.110}$$

де дужки $\langle \quad \rangle$ означають усереднення за часом.

Оцінимо максимальну силу, що діє на атом. Вважаючи $r \sim 0{,}5$, $\phi_\pm \sim 1$, $\dot\phi_\pm \sim \Omega_m$, $\Omega_m \sim \Omega_+$ [на межі справедливості використаного нами наближення (2.108)], отримуємо $F_{av} \sim \hbar k\Omega_+$. Таким чином, можна досягти значення сили світлового тиску, що діє на атом у частотно-модульованому полі з довільним періодичним законом модуляції на 1–2 порядки більшого, ніж F_{sp}, за умови, що ширина спектра лазерного випромінювання близька до частоти Рабі, а параметр насичення $(\Omega^+/\gamma)^2$ досягає 10^2—10^4.

2.8.3. Атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль різної інтенсивності з синусоїдальним законом модуляції. Розглянемо тепер силу світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних хвиль різної інтенсивності [63]:

$$\begin{aligned}
&\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_{+0}\cos\left(\omega t - kz + \phi_+(t)\right) + \boldsymbol{E}_{-0}\cos\left(\omega t + kz + \phi_-(t)\right), \\
&\phi_+(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right), \\
&\phi_-(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right),
\end{aligned} \tag{2.111}$$

з синусоїдальною модуляцією частоти і різницею фаз між ними ψ. Тут Ω_m — частота модуляції, β — індекс модуляції. Частоти Рабі Ω_+ визначаються як $\Omega_\pm = -\boldsymbol{d}_{12}E_{\pm 0}/\hbar$, де $\boldsymbol{d}_{12}$ — матричний елемент дипольного моменту переходу між основним і збудженим станами.

Вважаємо, що хвиля $_-$ отримана відбиванням від дзеркала хвилі $_+$ з коефіцієнтом відбивання (2.109) і $\Omega_m \ll \Omega_+$. Розв'язуючи рівняння Блоха для випадку малої швидкості атома $kv \ll \gamma$ (2.106) розкладом за $\gamma/(\Omega_+ - \Omega_-)$ і обчислюючи з розв'язку силу світлового тиску (2.107) з точністю до $(1-r)^{-2}$, отримуємо після усереднення за координатою атома [63]:

$$\begin{aligned}
F =& \frac{1}{2}\hbar k\gamma\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\gamma^2}{(\Omega_+)^2}\frac{1+r}{(1-r)^2}\right) - \frac{\hbar k r \beta^2 \Omega_m^2}{(1-r)(\gamma^2 + 4\Omega_m^2)} \times \\
&\times \left[2\Omega_m \sin\psi - 3\gamma\left(1 - \cos\psi\right)/(1-r)\right].
\end{aligned} \tag{2.112}$$

Наведений розклад сили світлового тиску за $1/(1-r)$ має особливість при $r = 1$ (за межею його справедливості). Це говорить про існування відмінного від одиниці оптимального коефіцієнта відбиття r, при якому діюча на атом сила світлового тиску максимальна, що і підтверджує рис. 53. Значна відмінність між силою світлового тиску при оптимальному значенні r та при $r = 1$ (зустрічні хвилі однакової амплітуди) спостерігається при $\Omega_m/\Omega_+ \ll 1$. У випадку $\Omega_m/\Omega_+ \sim 1$ сила світлового тиску при оптимальному значенні r такого ж порядку, як і при $r = 1$. У той же час для співвідношення між Ω_m і Ω_+, близького до оптимального $\Omega_m = 2\Omega_+$ і оптимальному, як це видно з рис. 41 значенні $\beta = 1{,}5$, які максимізують силу, що діє на повільні атоми, максимальне значення діючої на атом сили практично не відрізняється від випадку однакових інтенсивностей зустрічних хвиль.

Згідно з (2.112) зі зростанням частоти модуляції сила світлового тиску зростає. Цей висновок справедливий у межах наближення теорії $\Omega_m \ll \Omega_+$. У протилежному випадку $\Omega_m \gg \Omega_+$, вважаючи $\gamma/\Omega_+ \ll 1$, можна отримати

$$F = \frac{1}{2}\,\hbar k\gamma + \frac{1}{2}\,\hbar k\frac{(\Omega_+)^2}{\Omega_m} r\beta^2 \sin(\Omega_m \tau)\,. \tag{2.113}$$

Тут не записані члени вищого за Ω_+/Ω_m та γ/Ω_+ порядку. Порівнюю-

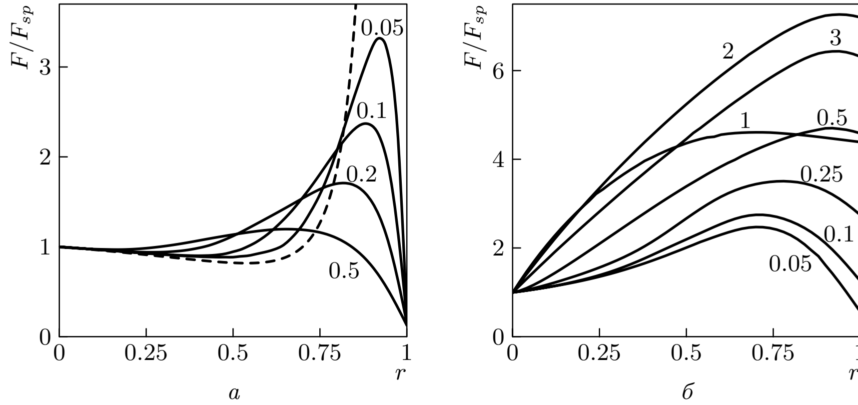


Рис. 53. Залежність сили світлового тиску, що діє на атом у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль, коли хвиля $_-$ отримана з хвилі $_+$ відбиванням від дзеркала, від коефіцієнта відбивання r, отримана з чисельного інтегрування рівнянь Блоха (2.106) і виразу для сили (2.107). Штрихова лінія — розрахунок за (2.112) для $\Omega_+ = \infty$. Криві марковані значенням Ω_m/Ω_+. Параметри: $\psi = \pi/2$ для всіх кривих, *а* — $\beta = 0{,}3$, $\Omega_m = 5\gamma$, *б* — $\beta = 1{,}5$, $\Omega_+ = 20\gamma$

чи (2.113) та (2.112), бачимо, що відповідно до проведеного чисельного моделювання, оптимальне значення частоти модуляції Ω_m близьке до Ω_+.

2.9. Великі сили світлового тиску в біхроматичному полі з різною інтенсивністю спектральних компонент

На відміну від розглянутого раніше випадку взаємодії атома з резонансним до частоти переходу полем, розглянутого в параграфі 2.8, проаналізуємо випадок, коли на атом діє модульоване за частотою лазерне випромінювання зі значним відстроюванням від резонансу [81]. Частоту модуляції обираємо таким чином, щоб одна зі спектральних складових випромінювання була близька до борівської частоти переходу в атомі. Модуляція досить слабка, так що ми ігноруємо всі спектральні складові, що з'являються завдяки модуляції, крім близької до резонансу. Це означає, що дворівневий атом взаємодіє з двома світловими стоячими хвилями, великої та малої інтенсивності, різної частоти. Частота сильної хвилі (несуча частота) далека від резонансу, і її вплив зводиться до оптичних зсувів частоти. Як наслідок виникають "одягнуті" сильним полем стани атома. Слабка хвиля пов'язує

між собою "одягнуті" стани атома, які мають протилежні світлові зсуви частоти.

2.9.1. Інтуїтивна модель. Просторова залежність світлового зсуву дворівневого атома у полі однієї стоячої хвилі з відстроюванням δ та частотою Рабі Ω описується виразом

$$\omega_{ls}(z) = [\pm\sqrt{[2\Omega(z)]^2 + \delta^2} - \delta]/2. \tag{2.114}$$

Залежність $\omega_{ls}(z)$ від z не синусоїдальна, навіть якщо інтенсивність залежить від z синусоїдально [19]. Типові параметри експерименту наведено у табл. 2.4. Величина Ω^0 є частотою Рабі для кожної з компонент стоячої хвилі, які будемо позначати індексами c (сильна хвиля) і s (слабка хвиля); s_{max} обчислюється у видузі і дається виразом $2(2\Omega^0)^2/\gamma^2$. Значення γ_p обчислюється у точці B на рис. 54, *а*, де виконана умова резонансу.

Завдяки малій інтенсивності слабкої хвилі можна знехтувати світловими зсувами та дипольною силою, що вона викликає, порівняно з тими ж величинами для сильної хвилі. З іншого боку, швидкість збудження атома слабкою хвилею має вигляд

$$\gamma_p = \frac{s\gamma/2}{1 + s + (2\delta/\gamma)^2}\,. \tag{2.115}$$

Значення γ_p для слабкої хвилі приблизно у 2,5 рази перевищує відповідне значення для сильної у видугах хвилі, як це можна бачити з табл. 2.4. Надалі ми нехтуємо як швидкістю збудження сильною хвилею, так і світловими зсувами, викликаними слабкою хвилею. Параметр насичення $s \equiv I/I_{sat} = 2\Omega^2/\gamma^2$ і $I_{sat} \equiv \pi hc/3\lambda^3\tau_{sp} \sim$ ~ 160 μВт/см^2, де $\tau_{sp} = \gamma^{-1}$ — час життя атома у збудженому стані. Для переходу $^3S_1 \to 2^3P_2$ у метастабільному He*, який ми розглядаємо, довжина хвилі становить $\lambda =$1083 нм.

Щоб зрозуміти, як виникає сила світлового тиску, пов'язана з населеністю, спочатку розглянемо відносну просторову фазу двох хвиль, як показано на рис. 54, *а*. Збудження відбувається в основному вздовж шляху ВГ. Збудження вздовж АБ дуже слабке, оскільки А лежить близько до вузла слабкої хвилі (див. рис. 54, *б*). Якщо атом релаксує вздовж шляху ДЕ, то він набуває кінетичної енергії до того часу, поки

Таблиця 2.4.

Типові значення лазерних параметрів у експерименті

Лазерне поле	δ/γ	Ω^0/γ	s_{max}	γ_p/γ (макс)	ω_{ls}/γ
Сильна хвиля	±36,2	21	3500	0,2	10
Слабка хвиля	±2,5	2,6	54	0,5	1,6

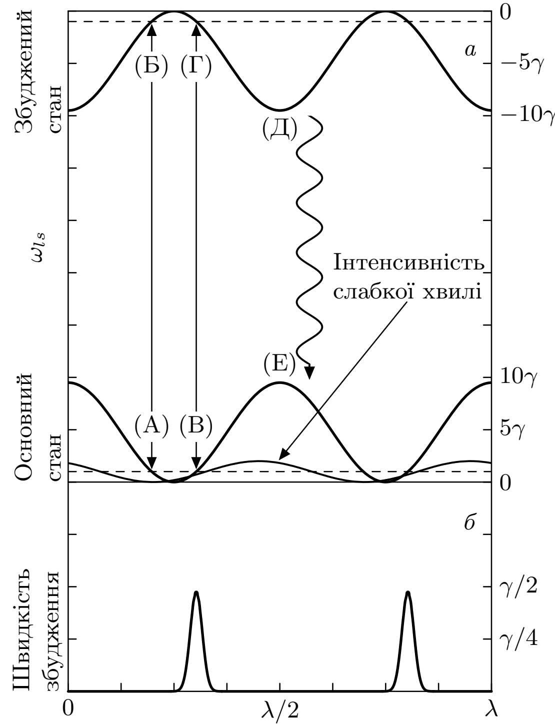


Рис. 54. Світловий зсув основного та збудженого станів (суцільні лінії) та відстроювання слабкої хвилі (горизонтальні штрихові лінії) залежно від координати. Вертикальні стрілки АБ та ВГ показують місця, де слабка хвиля резонансна до частоти атомного переходу. Синусоїда малої амплітуди поблизу основного стану показує просторовий розподіл інтенсивності слабкої хвилі (*а*). Швидкість збудження атома слабкою хвилею $\gamma_p^s(z)$ (*б*). Вона дуже мала поблизу точки А, оскільки тут лежить вузол, та виходить на максимум поблизу В. Ці графіки відповідають лазерним параметрам, наведеним у табл. 2.4, з $\delta_c > 0$, $\delta_s < 0$ та $\psi = \pi/4$

він досягне наступної точки, еквівалентної В, поблизу $z = 3\lambda/4$. Тут він знову може стати збудженим. Таким чином, у діапазоні швидкості порядку γ/k на атом, що рухається, діє велика відхиляюча сила, напрямлена вправо. Швидші атоми пройдуть більше, ніж $\lambda/2$ (відстань ГД) до часу релаксації в основний стан. Оскільки переміщення більше, на такі швидкі атоми діє відповідно менша сила, яка зменшується за законом $1/v$. Експериментально спостерігалося відхилення атомного пучка, яка відповідає силі $\sim 2{,}2F_{sp}$ [81].

Якщо фази обрати так, що атоми спочатку збуджуються з максимумів основного стану у мінімуми збудженого, то будемо мати силу, що призводить до зменшення енергії атома, іншими словами, маємо випадок сізіфового охолодження (див. рис. 55). У цьому разі спостерігалася колімація атомного пучка метастабільного гелію [81].

2.9.2. Оптичні поля та сили. Розглянемо силу, яка діє на дворівневий атом, що рухається у полі двох зустрічних частотно-модульованих лазерних хвиль.

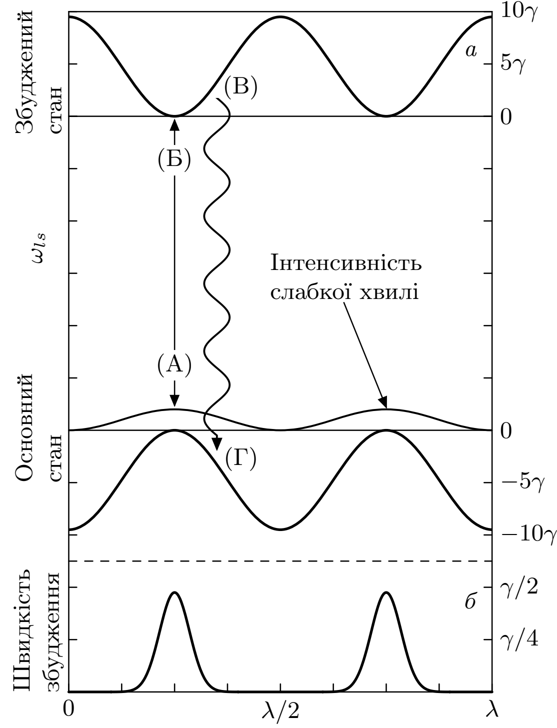


Рис. 55. Приклад сізіфового охолодження. Просторова залежність світлових зсувів основного та збудженого станів дворівневого атома (a). Інтенсивність слабкої хвилі показано трохи вище основного стану. Завдяки її зсуву фази у просторі збудження найбільш імовірно вздовж АБ. Потім, незалежно від напряму руху, у процесі спонтанної емісії випромінюється більше енергії, ніж поглинулося у точці Б, наприклад, вздовж ВГ. Тут $\Omega_c^0 = 20\gamma$, $\Omega_s^0 = 1{,}4\gamma$, $\delta_c = -38\gamma$, $\delta_s = +0{,}6\gamma$, $\psi = \pi$

2.9.2.1. Ефективний гамільтоніан. Електричне поле $\boldsymbol{\mathcal{E}}_i\,(z,t)$ частотно-модульованих плоских хвиль, що поширюються у додатному ($i=1$) та від'ємному ($i=2$) напрямах осі OZ має вигляд

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_{1,2}\,(z,t) = \mathcal{E}_0 \boldsymbol{e} \cos\left[\mp kz + \omega_c t + \beta \sin\left(\Omega_m t \pm \psi/2\right)\right], \qquad (2.116)$$

де $\boldsymbol{e}$ — вектор одиничної поляризації, $\mathcal{E}_0$ — незалежна від часу амплітуда хвиль. Тут $\beta = \delta_0/\Omega_m$ — індекс модуляції, δ_0 — амплітуда зміни частоти. У частинному випадку $\beta \ll 1$ суму полів (2.116) можна розглядати як три стоячі хвилі: центральна сильна компонента з несучою частотою ω_c та електричним полем $2\mathcal{E}_0[\cos\omega_c t][\cos kz]$ і дві бічні компоненти з частотами $\omega_c \pm \Omega_m$ та електричними полями $\pm\beta\mathcal{E}_0[\cos(\omega_c \pm \Omega_m)t][\cos(kz \mp \psi/2)]$. Просторовий фазовий зсув бічних компонент відносно центральної становить $\pm\psi/2$ для низькочастотної (високочастотної) компоненти.

У наближенні обертової хвилі гамільтоніан $\mathcal{H}(z,t)$, що описує дворівневий атом, який взаємодіє з полями $\boldsymbol{\mathcal{E}}_{1,2}\,(z,t)$, має вигляд

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} 0 & \Omega_{ef}^* \\ \Omega_{ef} & -2\delta_c \end{bmatrix}, \qquad (2.117)$$

де $\delta_c = \omega_c - \omega_0$ — відстроювання несучої частоти ω_c від частоти атомного переходу ω_0. Ефективна частота Рабі $\Omega_{ef}(z,t)$ задається виразом

$$\Omega_{ef}(z,t) = \sum_n 2\Omega_R J_n(\beta) e^{-in\Omega_m t} \cos(kz - n\psi/2). \tag{2.118}$$

Тут $\Omega_R = -(\boldsymbol{e}\cdot\boldsymbol{d})\,\mathcal{E}_0/\hbar$, а $\boldsymbol{d}$ — атомний дипольний матричний елемент (обраний таким чином, щоб величина Ω_R була дійсною та додатною).

Сила, що діє на атом, обчислюється за формулою $F = -\mathrm{tr}(\rho\nabla\mathcal{H})$, де ρ — матриця густини, яка задовольняє оптичним рівнянням Блоха. Для довільного значення швидкості та частот Рабі ці рівняння можна розв'язати тільки чисельно. Їх розв'язання вимагає великого часу для усереднення за координатою та часом і на чекання установлення квазістаціонарного розв'язку. Замість прямого інтегрування рівнянь Блоха ми скористаємося іншим методом, у основі якого лежить розклад у ряд Фур'є матричних елементів матриці густини за гармоніками $\Omega_m t$ та kz. Таким чином, шукаємо квазістаціонарний розв'язок рівнянь для матриці густини у вигляді

$$w(z,t) = \sum_{l,m} w^{(l,m)}\; e^{-i(l\Omega_m t + mkz)}, \tag{2.119}$$

$$\rho_{12}(z,t) = \sum_{l,m} \rho_{12}^{(l,m)}\; e^{-i(l\Omega_m t + mkz)}, \tag{2.120}$$

де $w(z,t) = \rho_{22}(z,t) - \rho_{11}(z,t)$. При цьому виникає нескінченний набір лінійних рівнянь для $w^{(l,m)}$ та $\rho_{12}^{(l,m)}$, і наш підхід полягає в обмеженні їх кількості певними значеннями m та l.

Ми розглядаємо випадок великих частот Ω_m модуляції, таких, що відбувається збудження атома тільки однією компонентою n_0, частота якої близька до частоти атомного переходу, а всі далекі від резонансу компоненти призводять тільки до світлових зсувів. Вважаємо, що всі частоти задачі малі, порівняно з Ω_m:

$$\Omega_R,\ kv,\ \gamma,\ |\Delta| \ll \Omega_m, \tag{2.121}$$

де $\Delta = \delta_c + n_0\Omega_m$ — відстроювання частоти компоненти n_0 від атомного резонансу.

Користуючись стандартною процедурою усереднення швидкого руху [114], отримуємо ефективний гамільтоніан $\mathcal{H}_{ef}$, що описує повільні рухи:

$$\mathcal{H}_{ef} = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} 2S & \Omega_0 \\ \Omega_0 & -2(\Delta + S) \end{bmatrix}. \tag{2.122}$$

Тут $\Omega_0(z) = 2\Omega_R J_{n_0}(\beta)\cos(kz - n_0\psi/2)$ — частота Рабі компоненти n_0, а

$$S = \sum_{n \neq n_0} \left[\Omega_R J_n(\beta)\cos(kz - n\psi/2)\right]^2/(n - n_0)\Omega_m \tag{2.123}$$

дає наближене значення світлового зсуву, індукованого іншими спектральними компонентами частотно-модульованого поля.

2.9.2.2. Сила у частотно-модульованому полі. У нашому випадку проблема взаємодії атома з поліхроматичним полем зводиться до розгляду взаємодії атома, частота переходу у якому модулюється у просторі світловим зсувом $\hbar S$, зі стоячою хвилею певної частоти. Усереднену за швидкими рухами силу, що діє на атом $F(z)$, можна записати у вигляді $F(z) = F_{rect} + F_{pop}$, де

$$F_{rect} = -\hbar\,\mathrm{Re}\left(\bar{\rho}_{12}\frac{\partial\Omega_0}{\partial z}\right), \qquad F_{pop} = \hbar\bar{w}\frac{\partial S}{\partial z}. \tag{2.124}$$

Еволюція інверсії $\bar{w} = \bar{\rho}_{22} - \bar{\rho}_{11}$ і $\bar{\rho}_{12}$ описується рівнянням Блоха з гамільтоніаном (2.122).

У випадку $v = 0$ ці сили, залежні від координати атома, можна знайти аналітично з квазістаціонарного розв'язку рівнянь Блоха. Запишемо їх, користуючись результатами праці [37]:

$$F_{rect} = -\hbar\frac{(\Delta + 2S)}{\gamma^2 + 4\,(\Delta + 2S)^2}\frac{1}{1+s}\frac{\partial\Omega_0^2}{\partial z}, \tag{2.125}$$

$$F_{pop} = -\hbar\frac{1}{1+s}\frac{\partial S}{\partial z}, \tag{2.126}$$

де $s = \Omega_0^2/[(\Delta + 2S)^2 + \gamma^2/4]$ — параметр насичення.

Сила F_{rect} — це звичайна просторовозалежна дипольна сила. Оскільки відстроювання від резонансу залежить від $S(z)$, усереднене за координатою значення $F_{rect} \neq 0$ у випадку належно обраного фазового зсуву між $S(z)$ та $\Omega_0(z)$ — це саме та сила, що була передбачена в 1987 р. в [44, 46].

Походження сили F_{pop} зовсім інше. По-перше, знак цієї сили різний у основному і збудженому станах, так що результуюче значення сили залежить від значення $\bar{w}(z,t)$, яке визначається, перш за все, $\Omega_0(z)$. По-друге, максимальне значення цих двох сил визначається різними параметрами, амплітудою $\Omega_0(t)$ для F_{rect} та амплітудою S для F_{pop}. Як і для F_{rect}, усереднене за координатою значення F_{pop} відмінне від нуля у випадку належно обраного фазового зсуву між $S(z)$ та $\Omega_0(z)$.

У випадку малого значення світлового зсуву повну силу $F(z)$ можна розкласти в ряд за малим параметром $\Omega_R^2/\gamma\Omega_m$. Тільки у цьому разі можна усереднити повну силу за координатою z (але не F_{pop} та F_{rect} окремо) і отримати

$$F_{av} = \hbar k \frac{\Omega_R^2}{\Omega_m} \sum_{n \neq n_0} \frac{J_n^2(\beta) \sin[\psi(n - n_0)]}{(n - n_0)} \frac{4 s_{n_0}}{\left(1 + \sqrt{1 + 4 s_{n_0}}\right)^2} \times \times \left[1 + \frac{\gamma^2 - 4\Delta^2}{(4\Delta^2 + \gamma^2)\sqrt{1 + 4 s_{n_0}}}\right], \tag{2.127}$$

де $s_{n_0} = [\Omega_R J_{n_0}(\beta)]^2/2[\Delta^2 + \gamma^2/4]$ — параметр насичення кожного з двох променів, що формують стоячу хвилю $\mathcal{E}_{n_0}$. Вираз для сили, що діє на атом, який рухається, аналітично знайти неможливо.

У загальному випадку середнє значення F_{rect} та F_{pop} на довжині хвилі для $v \neq 0$ можна знайти тільки чисельно, розв'язуючи рівняння для матриці густини для атома, який описується ефективним гамільтоніаном (рівняння (2.122)), а потім використовуючи (2.124). Нам доводиться користуватися наближенням постійної швидкості атома для того, щоб знайти середнє значення сили, не дивлячись на те, що воно справедливе лише за умови малого значення кінетичної енергії атома, порівняно з висотою потенціальних бар'єрів (наприклад, світловий зсув дорівнює $\hbar\omega_{ls}$). Наше наближення $Mv^2/2 \gg \hbar\omega_{ls}$ можна записати у вигляді $kv \gg 2\sqrt{\omega_r \omega_{ls}} = \omega_{osc}$ (kv — доплерівський зсув частоти і $\omega_r \equiv \hbar k^2/2M$ — енергія віддачі). Це наближення не завжди добре виконується в умовах експерименту [161]. Воно значно відрізняється від випадку $v = 0$, розглянутого у праці [37].

На рис. 56 показано результати чисельного розрахунку для двох різних значень різниці фаз зустрічних хвиль. З частини (*а*), де $\psi = \pi$, зрозуміло, що сила F_{pop} домінує у всьому наведеному діапазоні швидкості атома і що вона значно перевищує F_{sp}. Вона змінює знак зі зміною напряму швидкості, і, значить, має властивості "оптичної патоки". Це є сізіфова сила, розглянута вище. На частині (*б*), $\psi = \pi/4$, F_{pop} також домінує у діапазоні малих швидкостей, проте не змінює знак при $v = 0$. Таким чином, ця сила тут призводить до відхилення атомів. Проте вона прямує до нуля для $v >$ кількох γ/k, оскільки F_{pop} та F_{rect} тут близькі за значенням, але мають різний знак. Тому цей випадок менш прийнятний для експериментального застосування.

2.9.2.3. Двічі одягнутий атом. У наших експериментах кінетична енергія атома часто менша висоти від потенціального бар'єра, викликаного світловим зсувом. Таким чином, потенціальний бар'єр

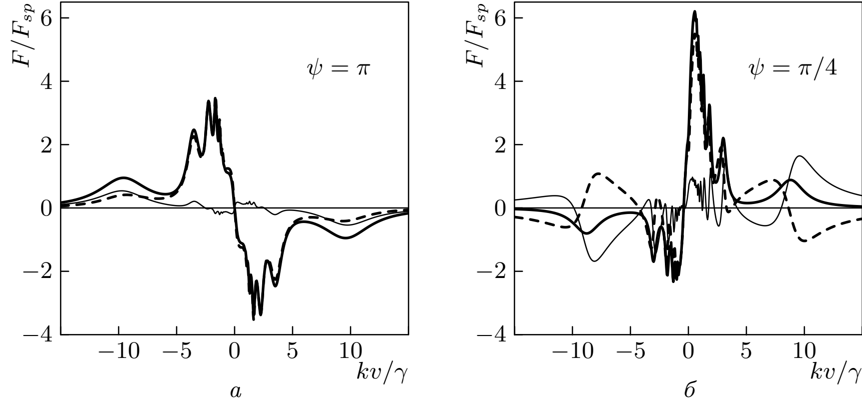


Рис. 56. Залежність сили, що діє на атом, від швидкості, отримана чисельним розв'язуванням рівнянь для матриці густини. Атом описується ефективним гамільтоніаном (2.122). При розрахунку сили ми користувалися (2.124). Для частини (*а*) ($\psi = \pi$) параметри лазерного випромінювання такі ж, як і на рис. 55. Для частини (*б*) ($\psi = \pi/4$) параметри лазерного випромінювання подано в табл. 2.4. Штрихова лінія — F_{pop}, тонка — F_{rect}, товста суцільна крива — повна сила $F = F_{pop} + F_{rect}$

значно впливає на швидкість атома, і вважати її постійною не завжди прийнятно. У зв'язку з цим ми розглянемо еволюцію атома, "одягнутого" сильною та слабкою стоячим хвилями.

Поняття "одягнутого" атома виявилося плідним для опису руху атома під дією дипольної сили у полі сильної стоячої монохроматичної хвилі [136]. Розглянемо дворівневу систему з енергіями "одягнутих" станів E_1 і E_2 та швидкостями переходів Γ_1 і Γ_2 між ними, причому всі ці величини залежать від координат атома у полі двох стоячих хвиль. На атом у такому полі діє адіабатична сила, яка обчислюється як $F_j = -dE_j/dz$, $j = 1, 2$.

Один з можливих шляхів апроксимації енергій E_1 і E_2 — знайти власні значення гамільтоніана (2.122). Швидкості затухання Γ_1 і Γ_2 можна знайти, користуючись процедурою, описаною в [136]. У основі такого підходу обчислення сили лежать світлові зсуви, викликані сильною хвилею, та змішування основного і збудженого станів, викликане слабкою хвилею. Залежність енергій E_1 і E_2 від координати показана на рис. 57 (тонка лінія). Використання цих енергій нехтує змішуванням основного і збудженого стану, викликане сильною хвилею. Зазначимо, що формула для світлового зсуву, якою ми користуємося у цьому разі, справедлива за умови $\Omega_R \ll \Omega_m$.

Інший шлях апроксимації енергій — використання "двічі одягнутих" атомних станів. Енергетичні рівні "двічі одягнутого" атома можна

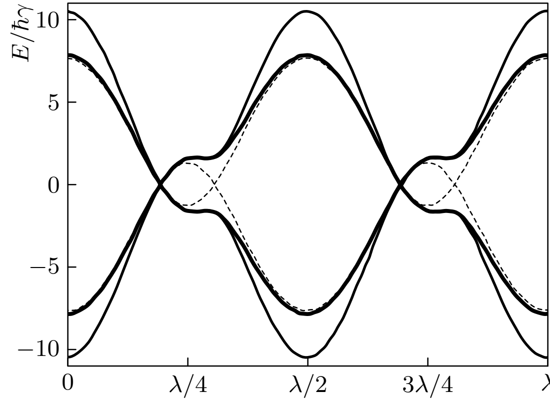


Рис. 57. Енергії "одягнутого" атома, який описується гамільтоніаном (2.122), (тонка лінія) та "двічі одягнутого" атома (2.128) (товста лінія) для типових експериментальних параметрів, поданих у табл. 2.4 для $\psi = \pi/4$. Штриховою лінією показано невзаємодіючі енергетичні рівні, які визначають нахил p_i, який необхідний для обчислення імовірності переходу Ландау—Зінера

отримати аналітично у деяких випадках шляхом діагоналізації нескінченної тридіагональної матриці [162] або користуючись напівкласичним підходом [163]. Ми використаємо інший підхід — "одягання одягнутих станів" [164]. Спочатку "одягнемо" атом світлом сильної хвилі і отримаємо енергетичні рівні $E_{\pm}$ для одягнутих станів $|(+,n)\rangle$ і $|(-,n)\rangle$, користуючись результатами праці [165]. Тут зайві дужки показують, що ці стани отримані отримані змішуванням станів $|g,n\rangle$ та $|e,n-1\rangle$.

Наявність другого поля з іншою частотою змінює картину в багатьох відношеннях [68]. По-перше, його квантове число має входити в маркування власних станів системи, так що $|(\pm,n)\rangle \otimes |m\rangle \equiv |(\pm,n),m\rangle \to |(j,n,m)\rangle$ (n репрезентує сильне поле, m — слабке). Тепер рівні енергії подаються виразом

$$E_{1,2} = \frac{1}{2}\hbar\left(\delta_s \pm \sqrt{\Omega_{dd}^2 + \delta_{dd}^2}\right), \tag{2.128}$$

де $\delta_{dd} = \delta_s - \delta_c + \Omega'_c, \Omega_{dd} = \Omega_s(1 + \delta_c/\Omega'_c)/2, \Omega'_c \equiv \sqrt{\delta_c^2 + \Omega_c^2}$. Тут ефективне відстроювання слабкого поля δ_{dd} містить у собі світловий зсув, викликаний сильним полем, але не навпаки, оскільки зсув, викликаний слабким полем, малий, порівняно з δ_c [37]. Фази двох полів не обов'язково збігаються, так що треба враховувати відносну фазу ψ:

$$\Omega_c(z) = 2\Omega_c^0 \cos(kz), \qquad \Omega_s(z) = 2\Omega_s^0 \cos(kz - \psi/2). \tag{2.129}$$

Швидкості переносу населеності, спричинені спонтанним випромінюванням, дорівнюють [166]:

$$\Gamma_1 = \gamma\left(\frac{1}{4}\sin^2 2\phi \sin^2 2\theta + \sin^4\phi \sin^4\theta + \cos^4\phi \cos^4\theta\right) \tag{2.130}$$

і

$$\Gamma_2 = \gamma \left(\frac{1}{4} \sin^2 2\phi \sin^2 2\theta + \sin^4 \phi \cos^4 \theta + \cos^4 \phi \sin^4 \theta \right), \qquad (2.131)$$

де кути змішування θ та ϕ визначаються виразами

$$\cos 2\theta = -\delta_c/\omega_c' \quad \text{та} \quad \cos 2\phi = -\delta_{dd}/\Omega', \qquad (2.132)$$

тут $\Omega' = \sqrt{\delta_{dd}^2 + \Omega_{dd}^2}$.

Просторова залежність енергетичних рівнів “двічі одягнутого” атома (2.128) показана на рис. 57 (товста лінія). Енергії рівнів ефективного гамільтоніана (2.122) мають більший світловий зсув поблизу видуги сильної хвилі (0, $\lambda/2$, і λ), ніж “двічі одягнутих” станів (2.128), як це видно з наближеного виразу для світлового зсуву в ефективному гамільтоніані (2.123), особливо поблизу вузлів, де $\delta_c \sim 1{,}5\,\Omega_c$.

Коли атом, рухаючись вздовж одного з енергетичних рівнів, підходить до одного з уникнутих перетинів (avoided crossings), може трапитись перехід Ландау—Зінера на інший рівень. Імовірність такого переходу подається виразом $P(v) = \exp[-(2\pi V^2)/(\hbar v|p_1 - p_2|)]$ (v — швидкість атома, $2V$ — різниці енергій поблизу уникнутого перетину і p_i — нахил енергії рівня без урахування взаємодії [112]), як показано на рис. 57 (штрихова лінія).

З точки зору енергетичних рівнів “одягнутого” атома, можна зрозуміти асиметрію, яка призводить до сили F_{pop} у випадку $\psi = \pi/4$ на рис. 58.

Розглянемо атом поблизу вузла сильної стоячої хвилі ($\lambda/4$). Якщо він має невелику швидкість вправо v_+, то адіабатичне слідування поблизу точки B відповідає збудженню з основного стану. В інтуїтивній моделі (див. рис. 54) це точка, де швидкість збудження максимальна вздовж шляху ВГ. Атоми прискорюються направо завдяки зумовленій світловим зсувом потенціальній енергії збудженого стану, і якщо відбувається затухання поблизу точки Д (стрілочка вгору!), то вони отримають навіть більше кінетичної енергії, ніж коли вони прямують вниз вздовж потенціальної кривої основного стану до того часу, поки вони не досягнуть наступного вузла $3\lambda/4$. Навпаки, для атомів, що рухаються наліво з швидкістю v_- від точки $\lambda/4$ у точці A, відбувається перехід Ландау—Зінера. В інтуїтивній моделі ця точка відповідає значно меншій з двох максимумів швидкості збудження (шлях АБ на рис. 54, *a*). Ці атоми гальмуються наведеним світлом потенціалом. Для обґрунтування цієї моделі нижче ми проведемо чисельне моделювання.

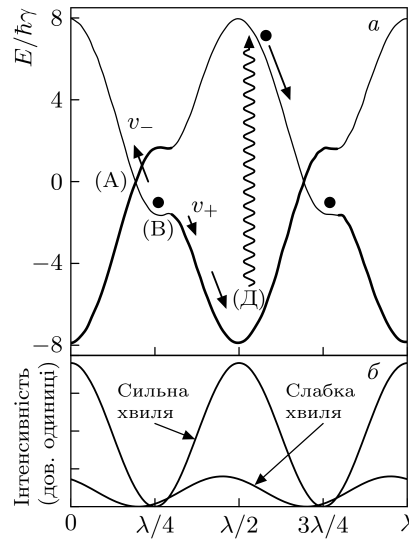


Рис. 58. Енергетичні рівні "двічі одягнутого" атома (*a*). Параметри ті самі, що і на рис. 57. Товща лінія показує, у якому з "двічі одягнутих" станів частка збудженого стану більша (і відповідно більша швидкість затухання). Для випадку $\psi = \pi/4$ ілюструється асиметрія, яка є причиною сили, що діє в одному напрямі. Атом, що рухається з точки $\lambda/4$ направо, значно прискорюється до моменту затухання, в той час як атом, що рухається у протилежному напряму, сповільнюється. Точки А та В відповідають резонансу зі слабкою хвилею, як на рис. 54. Товщина ліній тут змінюється, оскільки змінюється знак відстроювання від резонансу, в зв'язку з чим основний і збуджений стан у "одягненому" базисі міняються місцями. Атоми, рухаючись через точку А, не змінюють свій стан у "голому" (атом без поля) базисі (перехід Ландау—Зінера у базисі "одягнутих" станів), в той же час при переході через точку В вони цей стан змінюють (адіабатичний перехід у базисі "одягнутих" станів). Інтенсивності сильної та слабкої (помноженої на 10 відносно сильної) хвиль (*б*)

2.9.3. Експеримент. У експерименті з демонстрації сили світлового тиску в частотно-модульованому полі з малим індексом модуляції [81], фізичні основи і особливості якого було викладено вище, використовувалося підсилене оптоволоконним підсилювачем випромінювання напівпровідникового лазера SDL-6702-H1 із зовнішнім стабілізованим резонатором. Світло модулювалося електрооптичним модулятором на частоті $\Omega_m \approx 2\pi \times \times 63\text{MHz} \approx 40\gamma$. Частота лазера була на Ω_m вище або нижче ніж частота атомного переходу з тим, щоб вища або нижча складова першого порядку частотно-модульованого сигналу була близькою до частоти переходу. Потужність частотно-модульованого випромінювання становила кілька сотень міліват.

Вихідний лазерний промінь був циркулярно поляризованим і забезпечував накачку атомів на підрівень $M_J = 1$ стану 2^3S_1, та пов'язував його з підрівнем $M_J = 2$ стану 2^3P_2, створюючи тут замкнуту схему взаємодії з полем. Частотно-модульований лазерний промінь проходив через вертикальну щілину з регульованою шириною перпендикулярно до атомного пучка. Промінь відбивався від дзеркала на відстані близько 1 м, і таким чином формувалися стоячі хвилі з бажаною різницею фаз.

Джерело атомного пучка виготовлено за методикою, розробленою в [167, 168]. Воно складається

з кварцової трубки діаметром 1 см з вольфрамовою голкою діаметром 1 мм вздовж осі трубки. Трубку огортає коаксіальна оболонка з нержавіючої сталі діаметром 3 см, яка охолоджується рідким азотом. Плазма постійного розряду продукує близько 10^{14} атомів метастабільного He (He*) за секунду з розподілом за швидкістю, що відповідає ~ 150 К. Атоми у своєму русі проходять через вертикальну щілину, що формує пучок. Для реєстрації зміщення пучка атомів метастабільного He* використовувалася мікроканальна пластинка (МКП) з люмінесцентним екраном, розміщеним за нею. Відстань від атомного пучка до пластини становить приблизно 70 см. Оскільки внутрішня енергія атомів дорівнює приблизно 20 еВ, вони вибивали електрони з повернутої до пучка пластини з високою імовірністю, і підсилені імпульси з вихідної поверхні пластини прискорювалися у напрямі до екрану. Картина на екрані спостерігалася за допомогою відеокамери, сполученої з комп'ютером. Порівняння результатів експерименту із відхилення атомного пучка одним лазерним променем з відповідними теоретичними розрахунками [19] показало їх добру узгодженість.

2.9.3.1. Сила F_{pop}. Для демонстрації сили $F_{pop} \gg F_{sp}$ було обрано відстань до дзеркала такою, щоб $\psi \approx \pi/4$, як показано на рис. 54, *а*. Завдяки асиметрії $\gamma_p^s(z)$ поблизу вузлів сильної хвилі, атомне збудження в основному відбувається поблизу В на рис. 54, *а*. Повільні атоми скочуються по кривій потенціалу збудженого стану від Г і прискорюються у напрямі направо.

Таким чином, сила значно більша за F_{sp}, діє на атом у діапазоні швидкостей від $v \sim 0$ до $v \sim$ кількох γ/k, де доплерівський зсув частоти суттєвий для δ_s. Лише атоми, що рухаються наліво з досить великою швидкістю, цієї сили не відчувають, а вони прискорюються наліво завдяки схожому механізму. В експерименті [81] реєструвалися ці атоми, що рухаються у протилежному напрямі. З геометрії та знання поздовжньої швидкості руху атомів 1000 м/с знаходимо, що експериментально зареєстроване відхилення 2,5 мм відповідає поперечній зміні швидкості $\Delta v \approx 3{,}6$ м/с $= 2{,}0\ \gamma/k$. Час взаємодії з полем визначався діафрагмуванням лазерного променя до 3,5 мм і становив ≈ 35 мкс $\approx 35\tau_{sp} \approx 0{,}9/\omega_r$, так що $\Delta v \approx 2{,}0\gamma/k$ відповідає силі $F \approx 2{,}2F_{sp}$.

2.9.3.2. Сізіфове охолодження. В іншому експерименті [81] було обрано $\delta_c < 0$, $\delta_s \approx +\gamma$ та $\psi \sim \pi$. У цьому разі атоми завжди збуджуються з верхньої частини пагорбів основного стану поблизу вузлів сильної хвилі у нижню частину горбів збудженого стану (див. рис. 55).

Таким чином, отримуємо сізіфове охолодження за допомогою сили світлового тиску.

Поперечне охолодження атомного пучка спостерігалося у випадку $\delta_c \approx -40\gamma$, а при зміні знака δ_c спостерігалося його нагрівання. Ця залежність від знака відстроювання інтенсивного променя протилежна тій, що була розглянута у праці [78], оскільки у нашому випадку збудження атома відбувається близькою до резонансу слабкою хвилею поблизу вузлів сильної стоячої хвилі. У праці [78] збудження відбувається у видугах, оскільки там одна частота викликає як світлові зсуви, так і оптичну накачку.

2.9.3.3. Чисельне моделювання. Чисельне моделювання проводили з використанням енергетичних рівнів моделі “двічі одягнутого атома”, викладеної вище. Ми користувалися класичним описом руху атома, оскільки ширина розподілу атомів за швидкістю значно перевищувала швидкість віддачі $v_r \equiv \hbar k/M$. Кількісне узгодження розрахунків та експерименту підтверджує деякі наші інтуїтивні міркування. Наприклад, ми нехтуємо процесом збудження атомів полем сильної хвилі, і розрахунок показує, що це дійсно не вплинуло на F_{pop}. Також було кількісно продемонстровано асиметрію сили світлового тиску для випадку $\psi = \pi/4$.

Для моделювання імовірності переходу Ландау—Зінера кожного разу, коли атом проходив уникнутий перетин енергетичних рівнів, а також для моделювання процесу спонтанного випромінювання, ми користувалися методом Монте-Карло [132,133]. Обчислення проводилися для кількох тисяч атомів, що перетинали лазерні поля перпендикулярно до їхніх $\boldsymbol{k}$-векторів. Початкове положення атома обиралося випадково на довжині оптичної хвилі. Початкова поздовжня швидкість v_l та поперечна швидкість v були розподілені за величиною за гауссовим законом згідно з умовами експерименту.

Обчислення давали координату і швидкість атома. Далі значення цих величин використовувалися, щоб знайти місце попадання атома у детектор, розміщений за 70 см від області взаємодії атома з полем на лінії атомного пучка. Побудовані залежності розподілу атомів на детекторі для різних значень Ω_c^0, δ_s та ψ якісно узгоджуються з експериментом, описуючи нагрівання, охолодження і каналювання атомів. Зразок порівняння обчислень та експерименту наведено на рис. 59. Аналогічні обчислення ми зробили і для випадку, коли атом описується ефективним гамільтоніаном (2.122), але у цьому разі узгодження з експериментом значно гірше.

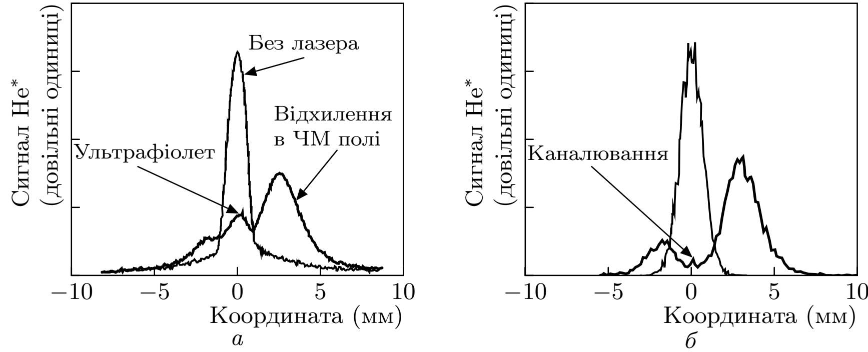


Рис. 59. Виміряний просторовий розподіл (з частотною модуляцією та без неї) на детекторі для параметрів, наведених у табл. 2.4 (*а*). Час взаємодії атома з полем $\sim 35\tau_{sp}$. Джерело атомів He* продукує ультрафіолетове випромінювання, яке також реєструється (за нього відповідає максимум у центрі). Результати чисельних розрахунків (*б*). Ці розрахунки не моделюють ультрафіолетове випромінювання. Тут малий максимум у центрі пов'язаний з дуже повільними атомами, які перебувають на дні потенціальної ями і не можуть досягнути точок А та В (рис. 54) і, таким чином, каналюють. На експерименті цю частину не видно з-за значного сигналу ультрафіолетового випромінювання на цьому місці

2.10. Атом у полі зустрічних хвиль з дифундуючою фазою

Покажемо, що велика порівняно з F_{sp} сила світлового тиску може бути досягнута у полях зустрічних хвиль зі сталою амплітудою:

$$\Omega_+(t) = \Omega_-(t) = \Omega_0, \tag{2.133}$$

але флуктуючою фазою [61, 63]. По суті, ми узагальнюємо ідею необхідності кореляції полів зустрічних хвиль, як це було у випадку синусоїдальної модуляції, біхроматичного поля та полів зі стохастичною амплітудою, для отримання великої порівняно з F_{sp} сили світлового тиску на випадок флуктуючої фази зустрічних хвиль. Вважаємо, що хвиля $_-$ — це відбита від дзеркала зі 100 % коефіцієнтом відбивання хвиля $_+$. Як наслідок фази цих хвиль пов'язані співвідношенням (1.121). Ми також вважаємо, що похідна від фази

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi_+(t) = \Xi(t) \tag{2.134}$$

описується процесом Орнштейна—Уленбека $\Xi(t)$, що задовольняє (1.117).

На рис. 60 наведено порівняння сили у полі зустрічних хвиль з дифундуючою фазою, що описується (2.134), з силою у частотно-модульованому полі двох зустрічних хвиль (див. параграф 2.8). Наведені

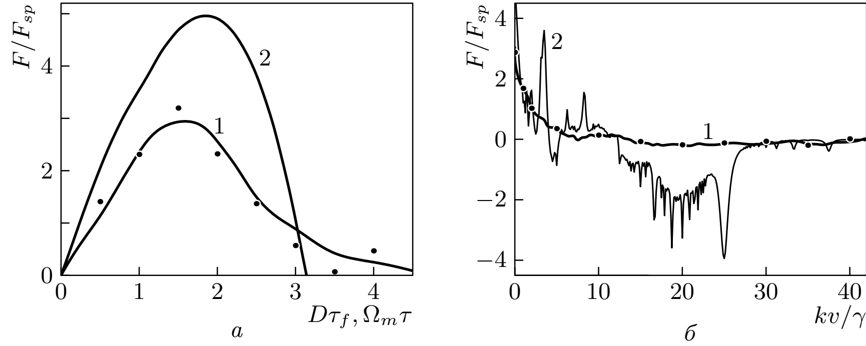


Рис. 60. Залежність сили світлового тиску, що діє на атом: *а* — від затримки між зустрічним хвилями (в одиницях D^{-1}) для повільних атомів ($|kv| \ll \gamma$) і *б* — від kv (в одиницях γ). Крива 1 побудована для моделі дифузії фази, крива 2 — для моделі синусоїдальної модуляції фази. Кружечки відповідають параметрам кривої 1, але кожний для іншої реалізацій стохастичного процесу. Параметри: $D = G = 25\gamma$, $\Omega_0 = \Omega_m = 25\gamma$, $\beta = 1$. Час усереднення сили світлового тиску $T_{av} = 30/\gamma$ (крива 1) і $T_{av} = 2\pi/\Omega_m$ (крива 2). Часова затримка між хвилями (*б*) $\tau_f = 1{,}5/D$ для кривої 1 і $\tau = 1{,}5/\Omega_m$ для кривої 2

криві отримані чисельним інтегруванням рівнянь (1.89) разом з виразом для сили (1.99). Для обчислення середньої сили, що діє на атом, зміну імпульсу за $T_{av} = 30/\gamma$ після часу взаємодії атома з полем $7/\gamma$, коли закінчуються перехідні процеси, усереднюємо за початковою координатою атома і ділимо на T_{av}. В обох випадках вважаємо, що несучі частоти зустрічних хвиль однакові і збігаються з частотою переходу в атомі: $\Delta = 0$, $\delta = 0$. Різниця фаз у випадку частотно-модульованого поля ψ пов'язана з затримкою між хвилями τ співвідношенням $\psi = \Omega_m\tau$. На рис. 60, *а* показано залежність сили світлового тиску, що діє на повільні атоми, від часу затримки між хвилями $_-$ і $_+$, τ_f у випадку стохастичних флуктуацій фази і τ у випадку синусоїдальної модуляції фази. На рис. 60, *б* наведено залежність сили світлового тиску від kv для часу затримки $\tau_f = 1{,}5/D$, який забезпечує максимум сили світлового тиску для повільних атомів (крива 1 (*а*)). Обираючи параметри при обчисленні наведених залежностей, беремо до уваги аналогію $\Omega_m \leftrightarrow G$ (обернений час кореляції відповідає частоті модуляції) і $\beta\Omega_m \leftrightarrow \sqrt{DG}$ (девіація частоти при синусоїдальній модуляції відповідає середньоквадратичній флуктуації частоти у випадку стохастичної модуляції).

Щоб проілюструвати точність отриманих результатів, кружечками показано результати розрахунку для тих же значень параметрів, що відповідають кривій 1, але інших реалізацій стохастичного процесу. Як

видно, максимальне значення сили світлового тиску помітно перевищує F_{sp}. Флуктуації згладжують залежність сили від kv (рис. 60, *б*) і розширюють максимум поблизу $kv = 0$. Сингулярності, зумовлені багатофотонними процесами, зникли; спостерігається лише зміна знака сили поблизу $kv = \frac{1}{2}\Omega_m$.

Можна чекати, що стохастична модуляція фаз зустрічних хвиль, коли одна з них повторює іншу з деяким запізненням, може використовуватися для управління руху атомів силою світлового тиску, що значно перевищує F_{sp}.

2.11. Атом у полі монохроматичної хвилі та зустрічної хвилі з дифундуючою фазою

Розглянемо тепер вплив флуктуацій фази тільки однієї із зустрічних хвиль (інша монохроматична) на силу світлового тиску, що діє на атом [61]. Добре відомо, що велика, порівняно з F_{sp}, сила світлового тиску може діяти на атом у полі стоячої хвилі з частотою, відмінною від частоти переходу в атомі [16, 169, 170]. Ця сила значна у вузькому, порівняно з γ/k, діапазоні швидкостей атома поблизу доплеронних резонансів, що відповідають швидкості атома

$$v = \frac{\Delta}{k(2n+1)}\,, \tag{2.135}$$

де $n \geq 0$ — ціле [134] і дорівнює нулю при $v = 0$. Домішка біжучої хвилі (тобто випадок двох зустрічних монохроматичних хвиль різної інтенсивності і однакової частоти) призводить до помітного збільшення сили при тих значеннях швидкості атома, де діюча на атом сила у полі стоячої хвилі мала [171], і до появи невеликої, меншої ніж F_{sp}, сили, що діє на атоми з нульовою швидкістю (див. (1.102)). Як ми побачимо, флуктуації фази однієї із зустрічних хвиль призводять до великої, порівняно з F_{sp}, сили світлового тиску, що діє на повільні ($v \ll \gamma/k$) атоми.

Розглянемо дві зустрічні хвилі:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{E}_D \cos(\omega t + \phi(t) - kz) + \boldsymbol{E}_M \cos(\omega t + kz)\,, \tag{2.136}$$

одна з яких монохроматична, а інша описується моделлю дифузії фази (процес Вінера—Леві):

$$\dot{\phi}(t) = \xi(t), \tag{2.137}$$

де $\xi(t)$ — дельта-корельований гауссовий білий шум (1.115). Амплітуди хвиль можуть бути різними. Введемо частоти Рабі хвилі з дифундуючою фазою $\Omega_D = -\frac{1}{\hbar}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_D$, монохроматичної хвилі $\Omega_M = -\frac{1}{\hbar}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_M$ та вектор

$$
\begin{aligned}
Q_{4n+1}(t) &= \rho_{12}(t)\, e^{-i(2n+1)p+in\phi(t)},\\
Q_{4n+2}(t) &= \rho_{21}(t)\, e^{-i(2n-1)p+in\phi(t)},\\
Q_{4n+3}(t) &= [\rho_{22}(t)-\rho_{11}(t)]e^{-2inp+in\phi(t)},\\
Q_{4n+4}(t) &= [\rho_{22}(t)+\rho_{22}(t)]\, e^{-2inp+in\phi(t)}.
\end{aligned}
\tag{2.138}
$$

Тут позначено $p = kvt + kz$, $n \geq 0$ — ціле. Рівняння для $\mathsf{Q}(t)$ отримуємо, диференціюючи його компоненти і підставляючи вирази для похідних від компонент матриці густини з рівняння Ліувілля (1.89), яке в даному разі має вигляд

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11}(t) &= \frac{1}{2}i\rho_{12}(t)\left(\Omega_D e^{ip-i\phi(t)} + \Omega_M e^{-ip}\right) -\\
&\quad - \frac{1}{2}i\rho_{21}(t)\left(\Omega_D e^{i\phi(t)-ip} + \Omega_M e^{ip}\right) + \gamma\rho_{22}(t),\\
\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12}(t) &= \frac{1}{2}i\left(\Omega_D e^{i\phi(t)-ip} + \Omega_M e^{ip}\right)\left[\rho_{11}(t)-\rho_{22}(t)\right] +\\
&\quad + \left(i\Delta - \frac{1}{2}\gamma\right)\rho_{12}(t),\\
\rho_{21}(t) &= \rho_{12}^{*}(t), \qquad \rho_{22}(t) = 1-\rho_{11},
\end{aligned}
\tag{2.139}
$$

де введено комплексні частоти Рабі, та беручи до уваги рівняння (2.137) для похідної від фази. Як наслідок рівняння для Q набуває вигляду (1.135) з

$$
M = \begin{bmatrix}
\cdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots\\
\cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \Gamma_p & 0 & \frac{1}{2}\mathrm{i}\Omega_M & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}\mathrm{i}\Omega_D & \cdots\\
\cdots & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\mathrm{i}\Omega_D & 0 & 0 & \Gamma_m & -\frac{1}{2}\mathrm{i}\Omega_M & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots\\
\cdots & \mathrm{i}\Omega_D & 0 & 0 & 0 & \mathrm{i}\Omega_M & -\mathrm{i}\Omega_M & \Gamma_0 & -\gamma & 0 & -\mathrm{i}\Omega_D & 0 & \cdots\\
\cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Gamma_v & 0 & 0 & 0 & \cdots\\
\cdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots
\end{bmatrix},
\tag{2.140}
$$

де діагональні елементи матриці подаються виразами

$$\begin{aligned}
\Gamma_p &= -\tfrac{1}{2}\gamma + i\Delta - ikv(2n+1),\\
\Gamma_m &= -\tfrac{1}{2}\gamma - i\Delta - ikv(2n-1),\\
\Gamma_0 &= -\gamma - 2inkv,\\
\Gamma_v &= -2inkv.
\end{aligned} \tag{2.141}$$

Перший з них, Γ_p, відповідає елементу $\mathsf{M}_{4n+1,\,4n+1}$ матриці. Зазначимо, що Γ_p, Γ_m і Γ_0 залежать від n. Позначені $\cdots$ елементи в рядках — нулі. Матриця N — діагональна з $\mathsf{N}_{4n+1,\,4n+1} = \mathsf{N}_{4n+2,\,4n+2} = \mathsf{N}_{4n+3,\,4n+3} = \mathsf{N}_{4n+4,\,4n+4} = n$.

Сила світлового тиску (1.99), записана через компоненти середнього за ансамблем вектора $\{\mathsf{Q}(t)\}$, що задовольняє рівнянню (1.136), має вигляд

$$\bar{F} = \frac{i}{2}\hbar k\Omega_M\left[\{\mathsf{Q}_2(t)\} - \{\mathsf{Q}_1(t)\}\right] + \frac{i}{2}\hbar k\Omega_D\left[\{\mathsf{Q}_{-3}(t)\} - \{\mathsf{Q}_6(t)\}\right]. \tag{2.142}$$

Стаціонарний розв'язок (1.136) знайдемо, покладаючи похідні за часом від $\{\mathsf{Q}(t)\}$ рівними нулю. Оскільки четвертий рядок матриці $\mathsf{M} - D\mathsf{N}^2$ дорівнює нулю, будь-яка стала величина $\{Q_{4,4}(t)\}$ задовольняє четвертому рівнянню. З іншого боку, з умови нормування матриці густини випливає $\mathsf{Q}_{4,4}(t) = 1$. Беручи це до уваги, стаціонарний розв'язок (1.136) можна записати у вигляді

$$\{\mathsf{Q}_s\} = \left[\mathsf{M} + \mathsf{B} - D\mathsf{N}^2\right]^{-1}\mathsf{Y}, \tag{2.143}$$

де матриця B і вектор Y мають по одному ненульовому елементу,

$$\mathsf{B}_{4,4} = 1, \quad \text{and} \quad \mathsf{Y}_4 = 1. \tag{2.144}$$

Оскільки $\{\mathsf{Q}_s\}$ не залежить від z, сила світлового тиску не потребує усереднення за початковою координатою атома.

На рис. 61 наведено залежність $\bar{F}/F_{sp}$ від Ω_M/γ і D/γ для $\Omega_D = 50\gamma$ і $v = 0$, обчислену за (2.143) і (2.142). Сила світлового тиску змінюється від $-2{,}97\,F_{sp}$ до $3{,}22\,F_{sp}$. Додатне значення сили відповідає напряму її дії вздовж напряму поширення хвилі з флуктуючою фазою.

На рис. 62, *а* показано залежність сили світлового тиску, що діє на нерухомий атом від частоти Рабі хвилі з флуктуючою фазою Ω_D за умови, що частота Рабі монохроматичної хвилі Ω_M і коефіцієнт дифузії фази D обрані так, щоб цю силу максимізувати. Відповідні залежності Ω_M та D від Ω_D показані на рис. 62, *б*, 62, *в*. Криві на

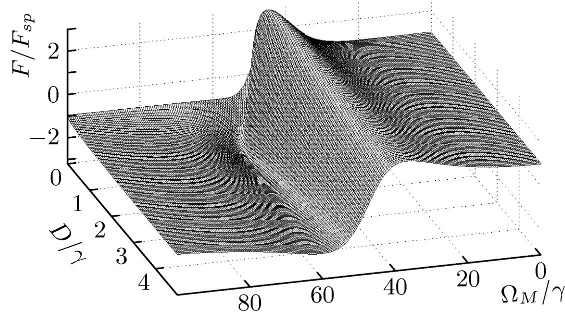


Рис. 61. Залежність сили світлового тиску в одиницях F_{sp} від частоти Рабі монохроматичної сили Ω_M і коефіцієнта дифузії D у випадку $\Omega_D = 50\gamma$

рис. 62, *а* близькі до $\bar{F}/F_{sp} = 0{,}44\sqrt{\Omega_D/\gamma}$ і $\bar{F}/F_{sp} = -0{,}41\sqrt{\Omega_D/\gamma}$. Зазначимо, що великі значення сили світлового тиску досягаються при досить вузькому спектрі хвилі з флуктуючою фазою, ширина якого $2D$ менша ніж ширина γ спектра спонтанного випромінювання, на відміну від сили у біхроматичному полі і у полі зустрічних частотно-модульованих хвиль, де оптимальна ширина спектра становить величину порядку частоти Рабі.

На рис. 63 показано залежність сили світлового тиску, що діє на атом, від його швидкості v в одиницях γ/k. Обчислення проводилися

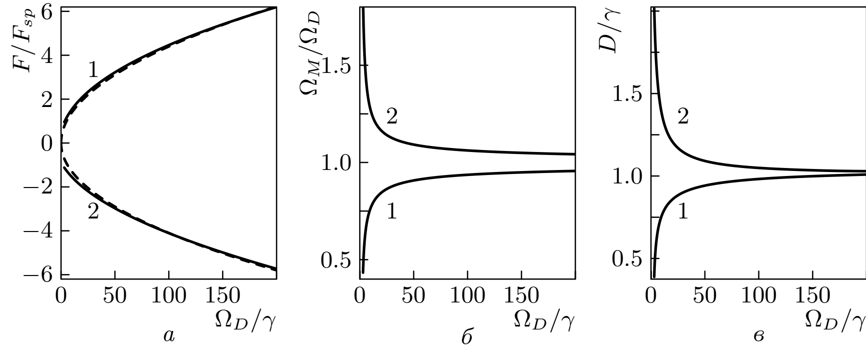


Рис. 62. Оптимізація сили, діючої на нерухомий атом у полі монохроматичної хвилі та зустрічної хвилі з дифундуючою фазою: *а* — залежність максимальної сили (в одиницях F_{sp}) від частоти Рабі хвилі з флуктуючою фазою; *б* —залежність оптимального значення частоти Рабі монохроматичної хвилі, для якого побудовано залежність *а*, від частоти Рабі хвилі з флуктуючою фазою; *в* — залежність оптимального значення коефіцієнта дифузії хвилі з флуктуючою фазою, для якого побудовано залежність *а*, від частоти Рабі. Всі розмірності частоти подано в одиницях γ. Крива 1 відповідає силі, направленій у напрямі поширення хвилі з дифундуючою фазою, крива 2 — силі, направленій у протилежному напрямі. Штрихові лінії відповідають апроксимації обчислених залежностей виразами $\bar{F}/F_{sp} = 0{,}44\sqrt{\Omega_D/\gamma}$ і $\bar{F}/F_{sp} = -0{,}41\sqrt{\Omega_D/\gamma}$

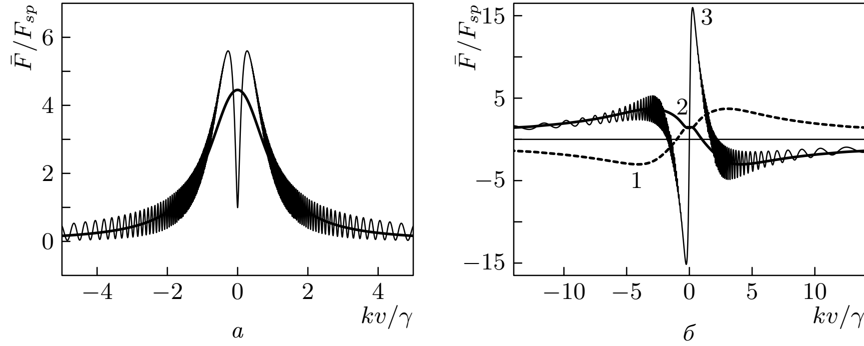


Рис. 63. Залежність сили світлового тиску, що діє на атоми у полі зустрічних монохроматичної хвилі та хвилі з флуктуючою фазою від швидкості атома у резонансному випадку $\Delta = 0$ (*а*) з $D = 0{,}4\gamma$ (товста лінія) і $D = 0$ (тонка лінія) і нерезонансному випадку (*б*), де крива 1 відповідає $\Delta = -20\gamma$, криві 2 і 3 — $\Delta = 20\gamma$. Криві 1 і 2 побудовано для $D = 0{,}4\gamma$, криву 3 — для $D = 0$. Параметри, однакові для всіх кривих: $\Omega_D = 100\gamma$, $\Omega_M = 94\gamma$

для коефіцієнта дифузії фази $D = 0{,}4\gamma$, близького до оптимального значення для нерухомих атомів, і для $D = 0$, що відповідає випадку двох зустрічних монохроматичних хвиль різної інтенсивності. У резонансному випадку ($\Delta = 0$ (рис. 63, *а*)) залежність симетрична відносно нульової швидкості. Напрям сили визначається відношенням $r = \Omega_M/\Omega_D$. У випадку $r < 1$ (показаному на рисунку) сила направлена у напрямі поширення хвилі з флуктуючою фазою. Ширина максимуму становить приблизно $2\gamma/k$. Порівнюючи отримані на рис. 63, *а* залежності для випадку обох монохроматичних хвиль з випадком, коли фаза однієї з хвиль флуктує, ми бачимо, що флуктуації фази замивають осциляції на залежності сили від швидкості атома. Крім того, у випадку обох монохроматичних хвиль ($D = 0$) сила, що діє на атоми з нульовою швидкістю, не перевищує F_{sp} відповідно до (1.102). Осциляції сили світлового тиску у цьому разі пов'язані з доплеронними резонансами. Відомо, що у випадку великих Δ динамічний штарківський зсув частоти [172] призводить до того, що швидкості, які відповідають доплеронним резонансам, відмінні від (2.135) [171]; у нашому ж резонансному випадку ($\Delta = 0$) штарківський зсув сам призводить до доплеронної структури залежності сили від швидкості. На рисунку показано тільки доплерони високого порядку; перший доплеронний максимум спостерігається при $v_1 = \pm 1{,}44\Omega_D/k$. Кілька інших наступних резонансів спостерігаються при $v_2 = v_1/3{,}08$, $v_3 = v_1/5{,}36$, $v_4 = v_1/7{,}64$, близько до "ідеального" розташування відповідно при $\frac{1}{3}v_1$, $\frac{1}{5}v_1$, $\frac{1}{7}v_1$.

На рис. 63, *а* показано також залежність сили від швидкості для значення D, яке відповідає максимальній силі при нульовій швидкості. Збільшивши D, можна зробити ширину максимуму більшою, одночасно зменшивши його висоту. Наприклад, при $D = 2\gamma$ ширина максимуму зростає до $3{,}5\gamma/k$, у той же час сила, що діє на атоми з нульовою швидкістю, зменшується до $2{,}7F_{sp}$.

Якщо відстроювання від резонансу відмінне від нуля, то залежність сили від швидкості стає асиметричною відносно $v = 0$. Дійсно, якщо $|kv| < |\Delta|$, то частота переходу стає ближче до резонансу з однією з хвиль, ніж з іншою. Належний вибір значення і знака Δ призводить до дисперсійноподібної залежності сили світлового тиску від швидкості (рис. 63, *б*). У цьому разі сила дорівнює нулю при малій, але ненульовій швидкості. Як видно з рисунка, флуктуації фази замивають доплеронні резонанси, які добре видно у випадку $D = 0$ (крива 3). Як наслідок, крива 2 характеризується наявністю рівноважної швидкості $v_{eq} = \gamma/k$, до якої прямують швидкості атомів. Крива 3 ($D = 0$) тричі проходить через нуль. Це означає, що у дуже невеликому діапазоні швидкостей у полі двох зустрічних монохроматичних хвиль швидкість атомів прямує до рівноважної, близької до нуля, швидкості. Наявність флуктуацій фази ($D \neq 0$) значно розширює цей діапазон. Таким чином, взаємодія атома з двома зустрічним хвилями, одна з яких монохроматична, а фаза іншої флуктує, дозволяє отримати моноенергетичний пучок повільних атомів.

РОЗДІЛ 3

СВІТЛОВИЙ ТИСК НА МОЛЕКУЛИ В КОГЕРЕНТНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Розробка методів передачі значного механічного імпульсу від лазерного світлового поля до молекули значно розширила б коло досліджуваних об'єктів, відкрила б нові можливості дослідження властивостей речовини та нові підходи до створення вимірювальних приладів нового покоління, таких, як молекулярні інтерферометри. Проте на цьому шляху є значні труднощі.

3.1. Проблеми у здійсненні світлового тиску на молекули

Розглядаючи можливість застосування сил світлового тиску для керування рухом молекул, необхідно підкреслити важливу різницю між взаємодією атомів та взаємодією молекул з резонансним лазерним випромінюванням.

Як відомо, умовою передачі значного імпульсу атомній частці від світлового поля є тривала взаємодія частки з резонансним полем. Унаслідок такої взаємодії здійснюється послідовність переходів з основного енергетичного стану у збуджений, і навпаки. Така тривала взаємодія буде тільки за умови, що після збудження атома або молекули релаксація збудженого рівня буде відбуватися таким чином, що атом або молекула повернуться у початковий стан.

Як уже згадувалося вище, в атомі релаксація збудженого рівня здійснюється шляхом спонтанного переходу в основний стан, дозволений правилами відбору $\Delta F = \pm 1, 0$. Верхній рівень, як правило, має більше ніж один канал релаксації, так що у взамодії атома з полем беруть участь більше ніж два енергетичні рівні. Атом, збуджений на рівень з повним моментом F, може перейти на один з трьох нижніх рівнів з повним моментом $F-1, F, F+1$. Монохроматичне лазерне поле збуджуватиме атоми лише з одного з цих рівнів, тому атоми поступово накопичуватимуться на двох інших рівнях — відбуватиметься оптична

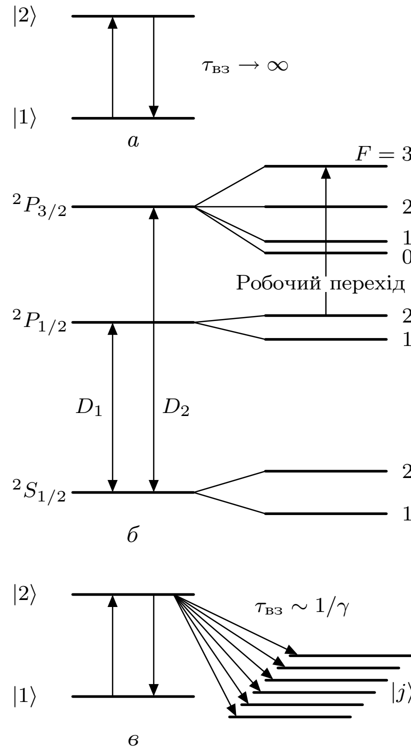


Рис. 64. Вплив оптичної накачки на тривалість взаємодії атома та молекули з резонансним лазерним полем: *а* — схема взаємодії дворівневого атома з полем; *б* — взаємодія атома натрію з полем; *в* — взаємодія молекули з лазерним полем

накачка, яка відіграє негативну роль, оскільки зменшує час взаємодії поля з атомом. Атом перестає взаємодіяти з полем після переходу на один з нижніх рівнів, який не взаємодіє з прикладеним полем (рис. 64).

Існують методи усунення впливу оптичної накачки, наприклад, шляхом спеціального вибору параметрів лазерного поля та резонансного переходу атома. Так, для атома натрію використовують циркулярно поляризоване світло, яке зв'язує вироджений магнітний підрівень $m = 2$ нижнього рівня з $F = 2$ і підрівень $m = 3$ верхнього рівня з $F = 3$ [50]. Розпад рівня $m = 3$ на будь-який інший рівень $F = 2$ чи $F = 1$, крім $m = 2$, заборонений правилами відбору $\Delta m = \pm 1$ для циркулярно поляризованої хвилі. Така схема дає можливість утворити майже ідеальну дворівневу систему.

Іншим способом нейтралізації шкідливого впливу оптичної накачки на час взаємодії атома з полем є використання поліхроматичного випромінювання, що збуджує атоми з усіх нижніх рівнів, які заселяються через спонтанний розпад збудженого рівня. Внаслідок того, що число цих рівнів невелике, технічно можливо забезпечити таке оптичне збудження.

Таким чином, для атомів існують ефективні методи забезпечення тривалої взаємодії атома з полем і відповідно методи передачі значного імпульсу від поля до атома. Ситуація складніша у випадку молекул.

Нехай внаслідок поглинання фотона молекула перейшла з основного електронного стану з коливальним ν_i та обертальним J_i квантовими числами у збуджений електронний стан на коливально-обертальний рівень ν'_k, J'_k (див. рис. 65). Внаслідок спонтанного переходу молекула може перейти на один з коливально-обертальних рівнів нижнього

електронного стану ν''_m, J''_m, перехід на який не заборонений правилами відбору. Як відомо, правила відбору для обертальних квантових чисел такі: $\Delta J = J'_k - -J''_m = 0, \pm 1$. Імовірність переходу у стан з коливальним квантовим числом ν''_m визначається фактором Франка—Кондона, який може мати відмінне від нуля значення для великої кількості значень $\Delta\nu = \nu'_k - \nu''_m$. При цьому кожний коливальний перехід $\nu'_k \to \nu''_m$ буде складатись максимум з трьох ліній: лінії P з $\Delta J = -1$, лінії Q з $\Delta J = 0$ і лінії R з $\Delta J = +1$. Для двохатомної молекули, яка складається з однакових атомів, внаслідок додаткової симетрії можна ввести додаткові правила відбору. Наприклад, залежно від симетрії обертальних рівнів, селективно збуджений рівень ν'_k, J'_k буде релаксувати з генерацією або Q ліній, або P та R ліній.

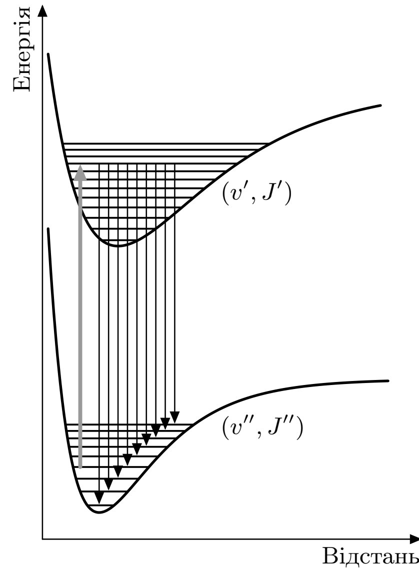


Рис. 65. Лазерно-індукована флуоресценція молекули. Схема термів

Таким чином, релаксація збудженого стану молекули здійснюється шляхом спонтанного переходу на численні нижні рівні з різними значеннями коливального квантового числа. У такому разі молекула після поглинання резонансного фотона та переходу $(\nu_i, J_i) \to (\nu'_k, J'_k)$ внаслідок спонтанної релаксації збудженого рівня з великою імовірністю перейде в квантовий стан з $\nu''_m \neq \nu_i$ і вийде з резонансної взаємодії з лазерним полем. Від резонансного лазерного поля молекула одержить лише імпульс $\hbar k$, і подальший обмін механічними імпульсами монохроматичного поля та молекули припиниться.

Ось чому схеми здійснення спонтанного світлового тиску, розроблені для атомів, не знайшли застосування для керування рухом молекул. До праць [64, 174] вважалося, що немає ефективних методів керування рухом молекул силами резонансного світлового тиску [16, 175].

Для того щоб точніше визначити місце і роль методів керування рухом молекул за допомогою сил світлового тиску, ми коротко розглянемо інші існуючі методи керування рухом молекул.

Якщо молекула має постійний дипольний момент (полярна молекула), то керування її рухом можна здійснити, використовуючи силу, яка

діє на диполь у неоднорідному електричному полі. Нехай енергія певного енергетичного стану молекули зростає зі збільшенням електричного поля, так що молекула, перебуваючи у цьому стані, буде прагнути потрапити до області слабкого електричного поля, де її енергія буде меншою. Якщо така молекула буде рухатись проти градієнта поля, то вона втрачатиме енергію і рух її сповільнюватиметься. Коли молекула рухатиметься у напрямі з області із сильним полем до області зі слабшим полем, то вона прискорюватиметься, повертаючи свою кінетичну енергію і розганяючись до попередньої швидкості. Якщо вимкнути електричне поле у момент досягнення молекулою області, де поле максимальне, то молекула не відновить свою енергію і буде продовжувати рухатись повільно. Для типових значень електричних полів, які досягаються у лабораторних умовах, зменшення швидкості буде незначним порівняно із характерною швидкістю у пучку. Проте процес може бути повторений знову і знову, якщо розташувати електроди так, що вони утворюватимуть довгий ланцюг областей високого електричного поля, та включаючи поле у правильно визначені моменти часу. За допомогою 64-х імпульсних неоднорідних електричних полів був загальмований надзвуковий пучок молекул аміаку ($^{14}NH_3$, $^{14}ND_3$, $^{15}ND_3$). Уповільнені молекули були завантажені в електростатичну квадрупольну пастку, досягнута густина молекул 10^7 молекул/см^3 при температурі 25 мК [176]. Такий метод керування застосовується лише для молекул, які мають постійний дипольний момент.

Для молекул, які не мають такого моменту, можна його створити штучно, поміщаючи молекулу у сильне лазерне поле. Анізотропна взаємодія електричного поля інтенсивного лазерного випромінювання з дипольним моментом, індукованим полем у молекулі, створює просторовоорієнтовані стани. Розрахунки показують [177], що такі стани можуть бути використані для орієнтації та захоплення молекул у пастки.

Відхилення нейтральних молекул за допомогою нерезонансної дипольної сили може здійснюватися також за допомогою високочастотного штарківського зсуву основних рівнів молекул у нерезонансному лазерному полі, який створює мінімуми потенціалу для молекул у областях, де поле має локальний максимум. Градієнт такого потенціалу визначає силу, що діє на молекулу. У [178] експериментально спостерігалася зміна напряму руху пучка молекул Cs_2 під дією такої сили в області сильного градієнта інтенсивності лазерного поля в околі фокуса лазерного пучка. Пізніше [179], крім відхилення молекулярного пучка Cs_2, така нерезонанса сила була застосована також для відхилення пучка молекул I_2. Для відхилення використовувались

градієнти світлового поля, які формувалися біля сфокусованого пучка випромінювання з довжиною хвилі 1,06 та 10,6 мкм.

Недоліком використання нерезонансних лазерних полів є те, що спостережувані ефекти малі, оскільки мала поляризованість молекули у нерезонансному світловому полі. У [180] розглядається новий підхід до пошуку методів контролю поступального руху молекул та атомів, які перебувають у ридбергівському стані, у неоднорідних статичних електричних полях. Оцінки показують, що можна відхиляти і фокусувати атоми та молекули в таких полях. Перевагою запропонованого методу є висока поляризованість ридбергівських станів у зовнішніх електричних полях, що дозволяє застосовувати лазерні поля набагато меншої інтенсивності, порівняно з експериментами з молекулами в основному стані.

Градієнтні сили можна використати для створення дзеркал, які будуть відбивати молекули, хоча б у певному інтервалі малих швидкостей. Такий підхід нагадує відомий метод створення дзеркал для атомів за допомогою схем повного внутрішнього відбивання, коли сильні градієнти виникають у області експоненціально спадного світлового поля. У праці [181] запропонована схема лазерного дзеркала, яке формується за допомогою імпульсних стоячих хвиль з інтенсивностями в кілька десятків гігават на квадратний сантиметр. Теоретично аналізуються схеми з використанням імпульсного Nd:YAG лазера з наносекундною тривалістю імпульсу. Показано, що за певного вибору параметрів лазера кожна пучність стоячої хвилі діятиме як окреме дзеркало. Показано, що при помірній інтенсивності імпульсна стояча хвиля може бути застосована для маніпуляції молекулами, попередньо охолодженими у буферному газі.

Таким чином, наведені приклади показують, що існуючі підходи для керування рухом молекул мають суттєві обмеження, зумовлені нерезонансною взаємодії лазерного поля з молекулами.

Зараз формується новий напрям досліджень атомної і молекулярної фізики — атомна і молекулярна оптика, для якої необхідні елементи керування атомними та молекулярними пучками, такі як дзеркала та ділильні елементи для них. Природно для цього повинні бути розроблені методи управління рухом атомних частинок. Як зазначалося, порівняно з атомами, керування рухом молекул лазерним випромінюванням пов'язане з додатковими ускладненнями. По-перше, завдяки розподілу молекул по коливально-обертальних рівнях електронних термів тільки невелика їх частина взаємодіє з лазерним випромінюванням. Другою проблемою є припинення взаємодії молекули зі світлом

після першого ж акту спонтанного випромінювання, оскільки імовірність повернення при цьому молекули на нижній робочий рівень мала.

Передача механічного імпульсу значній кількості молекул може досягатися за умови, що час перебування молекули в полі лазерного випромінювання буде малим, порівняно з часом спонтанного випромінювання $1/\gamma$. У протилежному випадку за умови значної заселеності збудженого стану кількість молекул, які взаємодіють з полем, буде експоненціально зменшуватися з характерною швидкістю спонтанного розпаду γ. Негативний вплив спонтанного випромінювання можна зменшити, скоротивши час перебування молекули в збудженому стані. Розглянемо для прикладу ідеалізований випадок взаємодії молекули з двома імпульсами: коротким π-імпульсом, що поширюється у додатному напрямі осі OZ і відразу слідом за цим з π-імпульсом, що поширюється у зустрічному напрямі. Як наслідок, імпульс молекули після поглинання і вимушеного випромінювання фотона змінюється на $2\hbar k$, де $\hbar k$ — імпульс фотона. При цьому молекула практично весь час перебуває в основному стані і вплив спонтанного випромінювання буде незначним. Послідовна взаємодія з парами таких імпульсів з періодом слідування T приводить до середньої сили світлового тиску $2\hbar k/T$ на молекулу. В реальній експериментальній ситуації площа імпульсів відмінна від π, і для визначення можливості спостереження сили вимушеного світлового тиску на молекулу необхідно оцінити вплив цієї різниці на процес взаємодії молекули із зустрічними короткими світловими імпульсами. Така оцінка зроблена у праці [64], де показано, що навіть у випадку $\gamma T \gg 1$ і при помітній відмінності площі імпульсів від π значній частині взаємодіючих зі світлом молекул (до 10%) може бути переданий імпульс порядку $100\hbar k$.

Уперше світловий тиск на молекули спостерігався в [174]. Молекули Na_2 в молекулярному пучку взаємодіяли з послідовністю зустрічних коротких лазерних імпульсів, що падали нормально на пучок. Спостерігалося відхилення центра мас пучка під дією світлового тиску, так що максимальне його значення становило $7 \cdot 10^{-4}$ рад, що відповідає імпульсу ~ 20 фотонів, при цьому близько 97% молекул, що знаходились початково на нижньому робочому рівні, було втрачено через дію спонтанної релаксації верхнього рівня.

У наступному параграфі розглянемо поведінку молекули в полі послідовностей зустрічних коротких імпульсів довільної площі [64]. На відміну від взаємодії світлових імпульсів з атомами, розглянутої в параграфі 2.1, тут у процесі релаксації зі збудженого стану молекула переходить в такий стан, в якому взаємодія з полем відсутня.

3.2. Світловий тиск на молекули у полі зустрічних коротких світлових імпульсів

Нехай на молекулу в моменти $t = nT$, де n — ціле число, діють імпульси, що поширюються в додатному напрямі осі OZ, а в моменти $t = nT + \tau$ — у від'ємному. Будемо вважати, що вони спричинюють вимушені переходи між одним із коливально-обертальних рівнів основного електронного стану (позначимо його g) і коливально-обертальним рівнем збудженого електронного стану (позначимо його e). Діюче на атом поле має вигляд

$$E = E_+(t)\cos(\omega t - kz) + E_-(t)\cos(\omega t + kz). \tag{3.1}$$

Розглянемо резонансний випадок, коли несуча частота світлових імпульсів ω дорівнює частоті переходу ω_0 між станами g і e в молекулі. Тоді рівняння для матриці густини в імпульсному представленні в наближенні обертової хвилі мають вигляд

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}\rho_{gg}(p',p) =& \frac{i\hbar}{2M}(p^2 - p'^2)\rho_{gg}(p',p) + \\
& - \frac{1}{2}i\big[\Omega_+ e^{i\omega_0 t}\rho_{eg}(p'+k,p) + \Omega_- e^{i\omega_0 t}\rho_{eg}(p'-k,p) - \\
& - \Omega_+ e^{-i\omega_0 t}\rho_{ge}(p',p+k) - \Omega_- e^{-i\omega_0 t}\rho_{ge}(p',p-k)\big], \\
\frac{d}{dt}\rho_{ge}(p',p) =& \frac{i\hbar}{2M}(p^2 - p'^2)\rho_{ge}(p',p) - \frac{1}{2}i\big[\Omega_+\rho_{ee}(p'+k,p) + \\
& + \Omega_-\rho_{ee}(p'-k,p) - \Omega_+\rho_{gg}(p',p-k) - \\
& - \Omega_-\rho_{gg}(p',p+k)\big]e^{i\omega_0 t} + \left(i\omega_0 - \frac{\gamma}{2}\right)\rho_{ge}(p',p), \\
\frac{d}{dt}\rho_{eg}(p',p) =& \frac{i\hbar}{2M}(p^2 - p'^2)\rho_{eg}(p',p) - \frac{1}{2}i\big[\Omega_+\rho_{gg}(p'-k,p) + \\
& + \Omega_-\rho_{gg}(p'+k,p) - \Omega_+\rho_{ee}(p',p+k) - \\
& - \Omega_-\rho_{ee}(p',p-k)\big]e^{-i\omega_0 t} - \left(i\omega_0 + \frac{\gamma}{2}\right)\rho_{eg}(p',p), \\
\frac{d}{dt}\rho_{ee}(p',p) =& \frac{i\hbar}{2M}(p^2 - p'^2)\rho_{ee}(p',p) + \\
& - \frac{1}{2}i\big[\Omega_+ e^{-i\omega_0 t}\rho_{ge}(p'-k,p) + \Omega_- e^{-i\omega_0 t}\rho_{ge}(p'+k,p) - \\
& - \Omega_+ e^{i\omega_0 t}\rho_{eg}(p',p-k) - \Omega_- e^{i\omega_0 t}\rho_{eg}(p',p+k)\big] - \\
& - \gamma\rho_{ee}(p',p),
\end{aligned} \tag{3.2}$$

де $\hbar\omega_0$ — різниця енергій станів e і g, $\Omega_+ = -dE_+/\hbar$, $\Omega_- = -dE_-/\hbar$, d — матричний елемент дипольного моменту переходу. Тут ми знехтували можливістю переходу молекули при спонтанному випромінюванні з рівня e на рівень g. Розв'язок (3.2) шукаємо у вигляді

$$\begin{aligned}
\rho_{gg}(p',p) &= R_{gg}(p',p,t)\exp\left(\frac{i\hbar}{2M}(p^2-p'^2)t\right),\\
\rho_{ee}(p',p) &= R_{ee}(p',p,t)\exp\left(\frac{i\hbar}{2M}(p^2-p'^2)t\right),\\
\rho_{eg}(p',p) &= R_{eg}(p',p,t)\exp\left(\frac{i\hbar}{2M}(p^2-p'^2)t-i\omega_0 t\right),\\
\rho_{ge}(p',p) &= R_{ge}(p',p,t)\exp\left(\frac{i\hbar}{2M}(p^2-p'^2)t+i\omega_0 t\right).
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Будемо надалі вважати $\Omega_+(t) = \Omega_-(t) = \Omega(t)$, що становить найбільший інтерес для експерименту. Введемо площу імпульсу $\theta = \int \Omega(t)\,dt$, де інтеграл береться в межах дії одного імпульсу. Вважаючи імпульси короткими, так що за час їх дії зміною $\exp\left[i\hbar(p^2-p'^2)t/2M\right]$ можна знехтувати, знаходимо зв'язок елементів матриці R після і до взаємодії молекули з імпульсом хвилі E_+:

$$\begin{aligned}
R_{gg}(p',p,t+0) = {}& \tfrac{1}{2}(1+\cos\theta)R_{gg}(p',p,t)+\\
&+\tfrac{1}{2}(1-\cos\theta)R_{ee}(p'+k,p+k,t)\exp\left[iv_r(p-p')t\right]-\\
&-\tfrac{1}{2}i\sin\theta\Big\{R_{ge}(p',p+k,t)\exp\left(i\delta_r t+ipv_r t\right)-\\
&-R_{eg}(p'+k,p,t)\exp\left(-i\delta_r t-ip'v_r t\right)\Big\},\\
R_{ee}(p'+k,p+k,t+0) = {}& \tfrac{1}{2}(1+\cos\theta)R_{ee}(p'+k,p+k,t)+\\
&+\tfrac{1}{2}(1-\cos\theta)R_{gg}(p',p,t)\exp\left[iv_r(p'-p)t\right]+\\
&+\tfrac{1}{2}i\sin\theta\Big\{R_{ge}(p',p+k,t)\exp\left(i\delta_r t+ip'v_r t\right)-\\
&-R_{eg}(p'+k,p,t)\exp\left(-i\delta_r t-ipv_r t\right)\Big\},\\
R_{ge}(p',p+k,t+0) = {}& \tfrac{1}{2}i\sin\theta\exp\left(-i\delta_r t\right)\times\\
&\times\Big[R_{ee}(p'+k,p+k,t)\exp\left(-iv_r p't\right)-R_{gg}(p',p,t)\times\\
&\times\exp\left(-iv_r p t\right)\Big]+\tfrac{1}{2}(1+\cos\theta)R_{ge}(p',p+k,t)+\\
&+\tfrac{1}{2}(1-\cos\theta)R_{eg}(p'+k,p,t)\exp\left[-i\delta_r t-iv_r(p+p')t\right],
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
R_{eg}(p'+k,p,t+0) &= \tfrac{1}{2} i \sin\theta \exp\left(i\delta_r t\right) \times \\
&\times \Big[R_{gg}(p',p,t)\exp\left(iv_r p' t\right) - R_{ee}(p'+k,p+k,t)\times \\
&\times \exp\left(iv_r p t\right)\Big] + \tfrac{1}{2}(1+\cos\theta)R_{eg}(p'+k,p,t) + \\
&+ \tfrac{1}{2}(1-\cos\theta)R_{ge}(p',p+k,t)\exp\left[i\delta_r t + iv_r(p+p')t\right] .
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

Тут $t = nT$, $\delta_r = \hbar k^2/2M$ — енергія віддачі в одиницях частоти, $v_r = \hbar k/M$ — зміна швидкості атома після поглинання або випромінювання одного кванта світла. Зв'язок елементів матриці R після і до взаємодії з імпульсом хвилі 2 може бути отриманий із (3.4) заміною $nT \to nT+\tau$, $k \to -k$, $v_r \to -v_r$. У проміжку між імпульсами релаксація R описується рівняннями

$$
\begin{aligned}
R_{gg}(p',p,t) &= R_{gg}(p',p,t_0)\,, \\
R_{ge}(p',p,t) &= R_{ge}(p',p,t_0)\exp\Big(-\tfrac{1}{2}\gamma(t-t_0)\Big)\,, \\
R_{eg}(p',p,t) &= R_{eg}(p',p,t_0)\exp\Big(-\tfrac{1}{2}\gamma(t-t_0)\Big)\,, \\
R_{ee}(p',p,t) &= R_{ee}(p',p,t_0)\exp\Big(-\gamma(t-t_0)\Big)\,,
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

де t_0 — час закінчення останнього імпульсу. Отримані рекурентні співвідношення дозволяють виразити елементи матриці густини в будь-який момент часу між імпульсами через її значення при $t = 0$. Вони враховують спонтанне випромінювання, ефект віддачі і ефект Доплера.

Розглянемо детальніше випадок швидкої релаксації $\gamma T \gg 1$. Будемо, однак, вважати, що релаксацією на проміжку часу τ можна знехтувати ($\gamma\tau \ll 1$). Знехтуємо також доплерівським зсувом, що дозволить нам знайти розподіл молекул за імпульсами у явному вигляді. Із (3.4), (3.5) у цьому разі отримаємо

$$
\begin{aligned}
R_{gg}(p',p,nT) &= \left(\frac{1+\cos\theta}{2}\right)^2 R_{gg}(p',p,nT-T) + \\
&+ \left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right)^2 R_{gg}(p'-2k,p-2k,nT-T) - \left(\frac{\sin\theta}{2}\right)^2 \times \\
&\times \Big[R_{gg}(p'-2k,p,nT-T) + R_{gg}(p',p-2k,nT-T)\Big] .
\end{aligned}
\tag{3.6}
$$

Будемо вважати, що в початковий момент імпульс молекул вздовж осі OZ дорівнює нулю. Тоді відповідно до (3.6) після взаємодії з парою імпульсів відмінними від нуля елементами R_{gg} можуть бути лише ті,

для яких p і p' кратні $2k$. Нехай $p = 2km$, $p' = 2k(m+j)$. Введемо твірну функцію:

$$F(y,x,n) = \sum_{m=0}^{n} \sum_{j=-n}^{n} R_{gg}(2km, 2k(m+j), nT) x^m y^j \,. \tag{3.7}$$

Із (3.6) отримаємо для неї рівняння

$$\begin{aligned} F(y,x,n) = \frac{1}{4}\Big[&(1+\cos\theta)^2 + x(1-\cos\theta)^2 - \\ &- \sin^2\theta(y + x/y)\Big] F(y,x,n-1)\,, \end{aligned} \tag{3.8}$$

Розв'язок (3.8) має вигляд

$$\begin{aligned} F(y,x,n) = \sum_{j=0}^{n} C_n^j \left(-\frac{\sin^2\theta}{4}\right)^j &\left[\left(\frac{1+\cos\theta}{2}\right)^2 + \right. \\ &\left. + x\left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right)^2\right]^{n-j} \sum_{m=0}^{j} C_j^m y^{j-2m} x^m \,. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Зібравши коефіцієнти при відповідних степенях x і y, можна з (3.7) визначити усі елементи матриці R_{gg}. Нас цікавлять діагональні елементи R_{gg}, які визначаються незалежними від y складовими (3.9):

$$\begin{aligned} R_{gg}(2mk, 2mk, nT) = \sum_{j=0}^{j_{\max}} &\frac{n!}{(m-j)!(n-m-j)!j!j!} \times \\ &\times \left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right)^{2(m-j)} \left(\frac{1+\cos\theta}{2}\right)^{2(n-m-j)} \times \\ &\times \left(\frac{\sin^2\theta}{4}\right)^{2j}, \quad j_{\max} = \min\{m, n-m, [n/2]\}\,, \end{aligned} \tag{3.10}$$

де $[n/2]$ — ціла частина $n/2$.

До взаємодії з полем R_{gg} нормована на одиницю. Далі, завдяки переходам молекул при спонтанному випромінюванні на інші коливально-обертальні рівні основного електронного стану, кількість молекул, які взаємодіють з полем, зменшується. Зміна кількості молекул N_g, які взаємодіють з полем, описується сумою виразів (3.10):

$$N_g(nT) = \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right)^n \sum_{m=0}^{n/2} \frac{n!}{(n-2m)!\,m!\,m!} \left(\frac{\sin^2\theta}{2(1+\cos^2\theta)}\right)^{2m}. \tag{3.11}$$

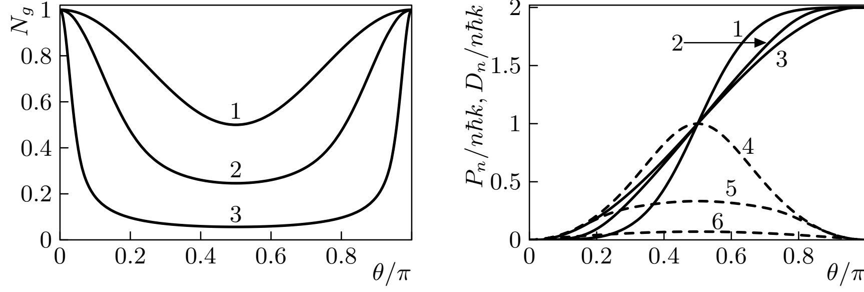


Рис. 66. Залежність числа взаємодіючих із світлом молекул N_g після n пар імпульсів від θ: 1 — $n = 1$, 2 — $n = 5$, 3 — $n = 100$

Рис. 67. Залежності середньої за одну пару імпульсів зміни імпульсів молекули (криві 1–3) і дисперсії імпульсу (4–6) від θ: 1, 4 — $n = 1$; 2, 5 — $n = 5$; 3, 6 — $n = 100$

Найпростіше, беручи до уваги визначення твірної функції (3.7), цю суму визначати із (3.9), покладаючи $x = 1$ і виділяючи незалежні від y доданки. Наведені на рис. 66 залежності заселеності g-стану від площі імпульсів дозволяють зробити висновок про можливість спостереження світлового тиску на молекули: навіть після 100 пар імпульсів при будь-якому θ значна частина молекул продовжує взаємодіяти з полем. На рис. 67 наведена залежність переданого молекулі імпульсу

$$P_n = 2\hbar k \sum_j j R_{gg}(2jk, 2jk, nT)/N_g(nT), \tag{3.12}$$

нормованого на $n\hbar k$, і його дисперсії

$$D_n = \sqrt{\frac{1}{N_g(nT)} \sum_j (2hkj)^2 R_{gg}(2jk, 2jk, nT) - P_n^2} \tag{3.13}$$

від θ. Зі зростанням n і θ зростає також і відношення P_n/D_n, зокрема, при $n = 100$ воно значно перевищує одиницю вже при $\theta \sim\ 0,1\pi$ і, отже, можна чекати, що відхилення молекул світлом може бути зареєстровано у широкому діапазоні значень θ.

У загальному випадку довільних γT рівняння (3.4), (3.5) в явному вигляді розв'язати не можна. На рис. 68 наведено чисельно розраховану залежність P_n від θ при $n = 10$, $\tau = 0$ для монохроматичного вздовж OZ молекулярного пучка з z-компонентою швидкості, що дорівнює нулю, при різних значеннях γ і δ_r. Як видно із рисунка, наявність спонтанного випромінювання приводить до збільшення імпульсу,

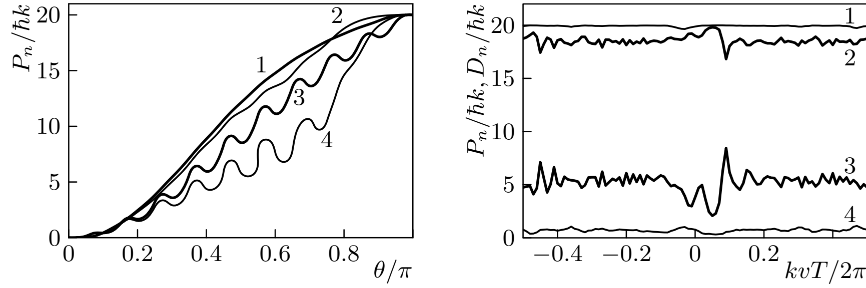


Рис. 68. Залежність імпульсу молекул в g-стані від θ при $n = 10, \gamma T = 0$ (криві 3,4), $\gamma T = 1$ (криві 1,2), і $\delta_r T = 0$ (криві 1,3), $\delta_r T = 0,004\pi$ (криві 2,4)

Рис. 69. Залежності імпульсу молекул в g-стані (криві 1 і 2) і дисперсії імпульсу (3,4) від їх швидкості при $\theta = 0{,}9\pi$, $\delta = 0{,}004\pi$, $n = 10$ для $\gamma T = 0$ (2, 3), $\gamma T = 1$ (1, 4)

переданого молекулам, що знаходяться на нижньому рівні. Це пов'язано з тим, що при не дуже малих θ імпульс молекул в g-стані перевищує їх імпульс в e-стані. Очевидно, що в цьому випадку зменшення кількості молекул в останньому стані призведе до збільшення середнього (за g- і e-станами) імпульсу молекул.

Відзначимо суттєву залежність переданого молекулі імпульсу від δ_r навіть при $\delta_r T \ll 1$, пов'язану з тим, що при розрахунку матриці густини із рекурентних співвідношень для R_{gg} при переході від $m-1$ пари імпульсів до m показники експонент доданків, що входять у R_{gg} змінюються на величину порядку $m^2\delta_r T$. Як наслідок, після n пар імпульсів деякі доданки в R_{gg} містять у собі експоненти від величин порядку $n^3\delta_r T$. Таким чином, впливом доплерівського зсуву можна знехтувати при виконанні умови $\delta_r T \ll 1/n^3$. Те саме можна сказати стосовно залежності P_n, D_n, $N_g(nT)$ від z-компоненти початкової швидкості v — вона може бути суттєвою при $kvT \ll 1/n^3$. Крім того, як не важко побачити із рекурентних співвідношень (3.4), P_n, D_n і $N_g(nT)$ — періодичні функції kvT ($v = p/M$) з періодом π.

Залежність P_n від kvT наведено на рис. 69. Вплив спонтанного випромінювання призводить до згладжування залежності від kvT і наближає діючу на молекулу силу до максимального значення $2\hbar k/T$, що суттєво для управління рухом молекул за допомогою світлового тиску. Важливою є також знакопостійність сили в області періодичності, на відміну від дослідженого раніше випадку сили вимушеного світлового тиску на атоми в полі двох стоячих хвиль [53], де знак сили світлового тиску змінювався в області значень kv порядку різниці частот цих хвиль.

Отримані результати показують принципову можливість спостереження сили вимушеного світлового тиску на молекули. Як видно з наведеного аналізу, світловий тиск може змінити імпульс молекули на $100\hbar k$ і більше навіть у випадку, коли час взаємодії молекули з полем лазерного випромінювання значно (на декілька порядків) перевищує час спонтанного випромінювання.

3.3. Експериментальне спостереження дії вимушеного світлового тиску на молекули натрію

Вперше силу світлового тиску на молекули натрію в полі послідовності зустрічних лазерних імпульсів, що поширюються ортогонально молекулярному пучку, було зареєстровано в [174]. Блок-схема експериментальної установки, на якій вивчалася сила вимушеного світлового тиску в полі двох зустрічних послідовностей імпульсів на пучок молекул Na_2 показана на рис. 70.

Установка була зібрана на базі обладнання, що використовувалося

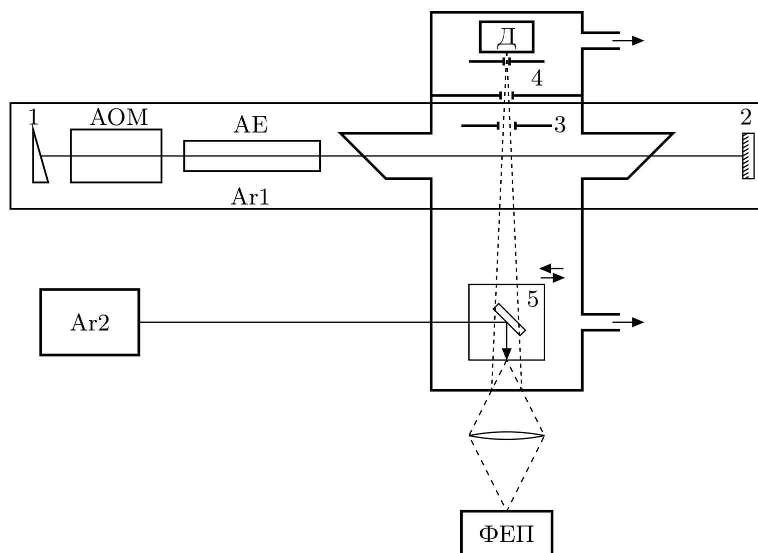


Рис. 70. Схема експериментальної установки для експериментів з молекулами Na_2. Ar1 — відхиляючий лазер; Ar2 — зондуючий лазер; АОМ — акустооптичний модулятор; Д — джерело пучка молекул; АЕ — активний елемент; 1 — призма Літтрова; 2 — вихідне дзеркало; 3, 4 — діафрагми; 5 — система сканування пучком лазера

для дослідження дії вимушеного світлового тиску на атоми [54], за винятком лазерної апаратури для відхилення та детектування молекул натрію, яка була розроблена заново. На відміну від експериментів з атомами натрію, у яких використовувався неперервний лазер на барвниках, довжина хвилі якого настроювалася на D_2—лінію натрію ($\lambda \simeq 589{,}16$ нм) для експериментів з молекулами натрію використовувався аргоновий іонний лазер з довжиною хвилі $\lambda \simeq 488$ нм, який збуджував перехід між станами $X^1\Sigma(v'' = 3, J'' = 43) \Longrightarrow B^1\Pi_u(v' = 6, J' = 43)$ молекули натрію. Генерація коротких імпульсів здійснювалася шляхом синхронізації мод аргонового лазера за допомогою акустоптичного модулятора. Оптична частина містить у собі також гелій-неоновий лазер для юстування елементів оптичної схеми і лазер на барвнику для настроювання апаратури.

Досить висока інтенсивність і необхідні спектральні та просторові характеристики лазерного поля забезпечувалися завдяки взаємодії пучка молекул з внутрішньорезонаторним полем аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм). Відхиляючий лазер було зібрано на основі промислового лазера типу ЛГ-69. Вихідне дзеркало цього лазера було замінено призмою Літтрова, що дозволило виділити лінію 488 нм, друге дзеркало було винесено з корпуса лазера і закріплено на спеціальному масивному утримувачі, що дозволило розташувати всередині резонатора цього лазера вакуумну камеру з пучком молекул. Утримувачі, в яких закріплювалась призма Літтрова і дзеркало, з'єднувалися між собою інваровими стрижнями.

Для отримання імпульсного впливу на молекули було реалізовано режим активної синхронізації мод відхиляючого лазера за допомогою акустооптичного модулятора АОМ типу МЛ-202, що встановлений між призмою Літтрова і активним елементом. В описаній вище конфігурації лазера оптична довжина резонатора становила 2 м, що відповідає частоті слідування імпульсів у режимі синхронізації мод 75 МГц при тривалості ~ 200 пс. Схожа схема синхронізації мод аргонового лазера з близькими часовими параметрами імпульсів була продемонстрована у [182].

Відстань від молекулярного пучка до вихідного дзеркала 2 дорівнює 25 см, так що при інтервалі між послідовними імпульсами ~ 13 нс зустрічні імпульси діяли на молекулу через $1,7$ нс. Випромінювання лазера збуджувало перехід $X^1\Sigma(v'' = 3, J'' = 43) \Rightarrow B^1\Pi(v' = 6, J' = 43)$ молекули Na_2. Максимальне значення середньої внутрішьорезонаторної потужності випромінювання в режимі синхронізації мод становить ~ 20 Вт.

Просторовий розподіл молекул у пучку реєструвався за сигналом флуоресценції, яка збуджувалася другим, зондуючим аргоновим лазером Ar2. Його випромінювання направлялося перпендикулярно

до пучка молекул і осі резонатора відхиляючого лазера на відстані $L = 35$ см від ділянки взаємодії пучка з відхиляючим лазером. При цьому зондуючий пучок за допомогою системи сканування променя 5 міг зміщуватися паралельно самому собі в площині, перпендикулярній до осі пучка молекул. Необхідне просторове розділення забезпечувалося фокусуванням випромінювання лазера, так що в області перетину зондуючого променя з пучком молекул радіус плями не перевищував 80 мкм.

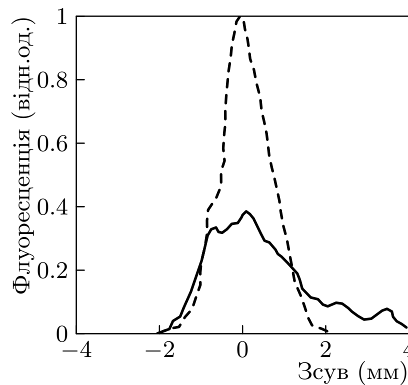
Для настроювання системи сканування та системи реєстрації застосовувався лазер на барвнику, який в експериментах із пучком атомів застосовувася як зондуючий. Він описаний у п. 2.5.2, де розглянута експериментальна установка для спостереження вимушеного світлового тиску на атоми. Лазер на барвнику настроювався на D_2—лінію Na за сигналом флуоресценції в реперній комірці з парою натрію. Після цього розігрівалася пічка з металічним натрієм (джерело атомів і молекул пучка) до температури 200°C. Випромінювання лазера на барвниках спрямовувалося вздовж шляху, яким поширюється випромінювання зондуючого лазера. Після включення системи сканування при перетині атомного пучка променем цього лазера збуджувалася флуоресценція атомів натрію, яка була набагато сильнішою за флуоресценцію молекул і могла бути використана для настройки на максимальну чутливість оптичної системи реєстрації флуоресценції. Оптична система, за допомогою якої на фотокатоді ФЕУ створювалося зображення зони флуоресценції атомного пучка, юстувалася за сигналом атомної флуоресценції. Таким чином здійснювалася попередня настройка системи реєстрації на максимум чутливості. Настройка системи реєстрації за атомним пучком здійснювалася при нижчих температурах пічки з натрієм (і відповідно при суттєво менших витратах натрію), ніж це могло би бути зроблено при настройці за молекулярним пучком. Зважаючи на те, що сигнал флуоресценції був слабким, вживалися заходи для ретельного усунення сторонніх засвічень.

Вакуумна установка для одержання молекулярного пучка модифікувалась зі схеми для експериментів з атомами. Робочі температури пічки з натрієм у експериментах для одержання пучка молекул вищі, ніж у випадку експериментів з атомами (для отримання пари атомів Na з густиною 10^{13} см$^{-3}$ в джерелі необхідна температура джерела 500°K, а для отримання пари молекул Na_2 тієї ж густини температура джерела повинна бути 640°K). При такій високій температурі сильно розігріваються стінки камери і відбувається інтенсивна дегазація стінок, у тому числі з десорбцією натрію. Зі збільшенням тиску у камері довжина вільного пробігу падає і густина частинок у пучку в пролітній секції зменшується через розсіювання пучка. Для усунення цього

явища на першу секцію ззовні був встановлений кожух водяного охолодження стінок вакуумної камери.

Як вже вказувалося вище, пучок молекул Na_2 створювався в двосекційній вакуумній камері (залишковий тиск $\leq 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.). У першій секції розміщувалося джерело пучка з температурою 670°K, в другій, пролітній секції, були вікна для вводу випромінювання відхиляючого лазера, встановлені під кутом Брюстера, вікна для вводу випромінювання зондуючого лазера і для реєстрації флуоресценції пучка, збудженої випромінюванням зондуючого і відхиляючого лазерів. Пучок молекул колімувався за допомогою двох діафрагм 3, 4, його розбіжність не перевищувала $5 \cdot 10^{-3}$ рад, діаметр пучка на ділянці взаємодії з випромінюванням лазера становив $\sim 0{,}5$ мм. У ході експерименту вакуумна камера розташовувалась усередині резонатора відхиляючого лазера, ортогональність хвильового вектора відхиляючого поля і осі молекулярного пучка забезпечувалась з точністю не нижче $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Густина молекул в області взаємодії молекулярного пучка з полем відхиляючого лазера становила $8 \cdot 10^7$ см$^{-3}$, при цьому густина молекул у стані $X^1\Sigma(v'' = 3, J'' = 43)$ — $1{,}2 \cdot 10^5$ см$^{-3}$.

Методика експерименту аналогічна описаній вище для атомів Na: на пучок молекул падав короткий світловий імпульс аргонового лазера у режимі синхронізації мод з довжиною хвилі 488 нм. Імпульс відбивався від дзеркала резонатора і через проміжок часу, значно коротший за період слідування імпульсів, падав на молекулярний пучок з протилежного напряму. Така схема взаємодії молекул з цугом світлових імпульсів була розглянута вище теоретично. Показано, що на молекули буде діяти сила вимушеного світлового тиску, яка спричинить передачу значного імпульсу від поля до молекули. Характерною особливістю сили вимушеного світлового тиску є її залежність від часових характеристик поля: вимушена сила буде наявною у випадку взаємодії з упорядкованою послідовністю коротких імпульсів і буде відсутньою у випадку взаємодії із полем, інтенсивність якого не залежить від часу. Ця особливість сили вимушеного світлового тиску використовувалася нами для встановлення природи відхилення молекул лазерним полем: реєструвався просторовий розподіл молекул у пучку після взаємодії із світловим полем аргонового лазера у режимі синхронізації мод та у режимі генерації неперервного випромінювання при вимкненій системі синхронізації мод. Наявність сили вимушеного світлового тиску призводить до зміни радіальної функції розподілу молекул у пучку, яку зручно описувати зсувом центра мас пучка (перший момент експериментально виміряної функції розподілу) і середньоквадратичним відхиленням від центра мас (корінь квадратний із різниці другого і квадрата першого моментів), що характеризує ступінь розмивання пучка молекул.



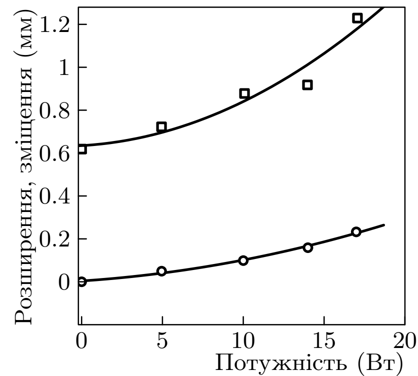


Рис. 71. Функція розподілу молекул у площині спостереження. Штрихова лінія — без відхиляючого поля, суцільна лінія — з відхиляючим полем (для суцільної лінії масштаб по осі ординат збільшено в 25 разів)

Рис. 72. Залежність зсуву центра ваги (□) поперечного розподілу і розмивання (○) пучка молекул Na_2

На рис. 71 наведено початкову функцію розподілу молекул у площині спостереження (коли відхиляючий лазер виключений) і функція розподілу молекул після взаємодії з полем відхиляючого лазера при середній внутрішньорезонаторній потужності 17 Вт. Розширення пучка зумовлене, окрім немонохроматичності швидкісного розподілу, ще і вкладом імпульсної дифузії молекул, що супроводжує силу вимушеного світлового тиску. Розділити ці внески в [174] не вдалося.

На рис. 72 наведено залежність зсуву центра мас і розмивання пучка від потужності відхиляючого лазера. Як видно із рисунка, при збільшенні внутрішньорезонаторної потужності відхиляючого лазера зростає як зсув центра мас, так і розмивання пучка молекул. Максимальне відхилення центра мас пучка становило $7 \cdot 10^{-4}$ рад. Середня зміна імпульсу молекул, що залишилися в стані $X^1\Sigma(v'' = 3, J'' = 43)$, після взаємодії з полем відхиляючого лазера дорівнює $\sim 20\hbar k$. Відмінна від нуля часова затримка слідування зустрічних імпульсів та відмінність від π площі імпульсів призводять до того, що вплив оптичної накачки суттєво знижує число молекул на робочому рівні. При максимально досягнутій потужності в експерименті [174] на робочому рівні після взаємодії з відхиляючим випромінюванням залишалося приблизно 3% молекул.

Важливо відзначити, що при виведенні відхиляючого лазера з режиму синхронізації мод молекули, завдяки ефекту оптичної накачки, виходили з резонансу з лазерним полем. Унаслідок цього флуоресценція від зондуючого лазера була практично відсутньою.

РОЗДІЛ 4
КЕРУВАННЯ ІМПУЛЬСОМ АТОМА КОГЕРЕНТНИМИ ПОЛЯМИ

У цьому розділі ми розглянемо такі схеми взаємодії атома з полем, які призводять до зміни імпульсу атома з малою, порівняно з імпульсом фотона, дисперсією. Для цього необхідно уникнути впливу процесу спонтанного випромінювання на формування функції розподілу атомів у процесі взаємодії їх з полем. Очевидне розв'язання цієї проблеми — короткочасна, менша за γ^{-1}, взаємодія атома з полем. Інший шлях — використовувати такі процеси, наприклад СТИРАП, які не призводять до заселення збудженого стану атомів, спонтанні переходи з якого у інші атомні стани призводять до розмиття функції розподілу атомів за імпульсами і втрати когерентності.

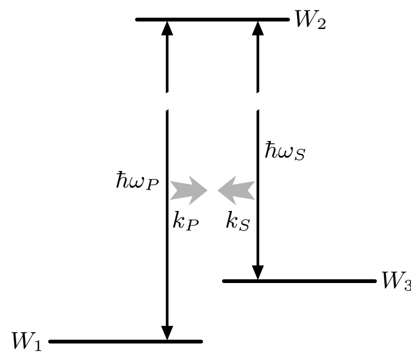


Рис. 73. Передача від поля до атома імпульсу $\hbar k$ у процесі СТИРАП. На атом діє поле двох зустрічних імпульсів світла, що частково перекриваються у часі. До початку взаємодії з полем атом перебуває у стані $|1\rangle$. Першим діє стоксів імпульс з несучою частотою ω_S, потім, до його закінчення, імпульс накачки з несучою частотою ω_P. Після закінчення дії стоксового імпульсу атом переходить у стан $|2\rangle$ зі зміною імпульсу на $\hbar k_P + \hbar k_S$

Процеси когерентного розсіювання атомів та керування його імпульсом без порушення когерентності атомних станів необхідні для атомної інтерферометрії, створення елементів атомної оптики, таких, як дзеркала та розщеплювачі атомних пучків [65–72]. Значною мірою цитовані праці базуються на ідеї СТИРАП. У найпростішому випадку трирівневої схеми (див. рис. 73) атом поглинає фотон накачки з імпульсом $\hbar k_P$ і випромінює стоксів фотон з імпульсом $\hbar k_S$. Якщо імпульс накачки і стоксів імпульс поширюються у протилежних напрямах, то зміна імпульсу атома після закінчення взаємодії з полем становить $\hbar k_P + \hbar k_S$. У випадку, коли імпульс накачки і стоксів імпульс пов'язують між собою магнітні підрівні

основного і збудженого станів атома, можливий перехід атома зі стану з проекцією моменту проекцією $M = -J$ у стан з $M = J$, де J — повний момент атома в основному стані, зі зміною імпульсу на $2J\hbar k$; імпульс накачки і стоксів імпульс мають при цьому однакову частоту і різну циркулярну поляризацію $\sigma^{\pm}$ [65].

У цьому розділі ми розглянемо зміну механічного стану атома у полі зустрічних світлових імпульсів з різною несучою частотою і з затримкою у часі між початком їх взаємодії з атомом. Наявність затримки таких імпульсів приводить до поведінки атома, аналогічної СТИРАП, чи швидкого адіабатичного проходження через резонанс у дворівневому атомі — протягом взаємодії атома з полем він перебуває в адіабатичному стані, який на початку збігається з основним станом атома, а кінці — з основним, збудженим чи метастабільним (у випадку трирівневої схеми взаємодії атома з полем). Залежно від параметрів лазерних імпульсів, кінцевий імпульс атома становить цілу кількість імпульсу фотонів; на відміну від описаного вище прикладу СТИРАП з двома зустрічними хвилями, де для трирівневої схеми взаємодії атома з полем результуючий імпульс атома дорівнює $\hbar k_P + \hbar k_S$, навіть у випадку дворівневої схеми взаємодії атома з полем він становить $n\hbar k$, де ціле n може значно перевищувати одиницю. Результат взаємодії атома з полем для імпульсів великої площі малочутливий до невеликої зміни параметрів імпульсів, а значна зміна цих параметрів призводить до стрибкоподібної зміни результуючого імпульсу атома, причому ширина перехідної області зменшується зі зростанням тривалості взаємодії атома з полем.

Спочатку розглянемо взаємодію дворівневого атома з полем двох зустрічних імпульсів з різною несучою частотою [74]. Потім дослідимо зміну імпульсу трирівневого атома, у якому два стани з меншою енергією є метастабільними (Λ-схема енергетичних рівнів), за умови його взаємодії з полями зустрічних лазерних імпульсів, що частково перекриваються, де залежно від різниці енергій метастабільних станів кожен з лазерних імпульсів може пов'язувати один чи обидва метастабільні стани зі збудженим [76]. У цьому разі розглянемо випадки двох чи чотирьох зустрічних імпульсів з різними несучими частотами. Розглянемо також поширення ідеї передачі атому імпульсу $2J\hbar k$ у процесі СТИРАП, де J — повний момент атома в основному стані, на молекули [69].

Як буде показано, за умови адіабатичної взаємодії атома зі світлом імпульс атома може змінюватися на величину, кратну імпульсу фотона, з малою порівняно з квадратом імпульсу фотона дисперсією, що відкриває нові можливості керування рухом атомів і дає нові засоби для створення елементів атомної оптики.

4.1. Взаємодія атома з біхроматичним полем двох зустрічних світлових імпульсів — нова можливість керування імпульсом атомів і молекул

Спочатку розглянемо взаємодію дворівневого атома з полем двох зустрічних імпульсів. Вважатимемо світлові імпульси настільки короткими, щоб можна було знехтувати спонтанним випромінюванням протягом часу взаємодії атома зі світлом.

4.1.1. Основні рівняння. Нехай енергія основного стану $|1\rangle$ атома дорівнює нулю, а збудженого стану $|2\rangle$ — $\hbar\omega_0$. Атом взаємодіє з полем (1.56):

$$\begin{aligned}\mathcal{E} = &\boldsymbol{E}_+(t)\cos\left(\omega_+ t + \phi_+(t) - k_+ z\right) + \\ &+ \boldsymbol{E}_-(t)\cos\left(\omega_- t + \phi_-(t) + k_- z\right),\end{aligned} \tag{4.1}$$

двох зустрічних імпульсів (див. рис. 74), де відстроювання $\Delta_\pm$ несучих частот світлових імпульсів від резонансу записуються так:

$$\Delta_\pm = \omega_0 - \omega_\pm. \tag{4.2}$$

Вважатимемо, що тільки амплітуди світлових імпульсів змінюються з часом, так що вибором початку відліку часу і координати можна обидві фази $\phi_+(t)$, $\phi_-(t)$ зробити рівними нулю, $\phi_+(t) = \phi_-(t) = 0$. Гамільтоніан рівняння Шредінгера:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi(t)\right\rangle = H(t)\,\left|\Psi(t)\right\rangle, \tag{4.3}$$

що описує цю взаємодію, у наближенні обертової хвилі має вигляд

$$H = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} & \Omega_+(t)e^{i\eta_+(t)} + \Omega_-(t)e^{i\eta_-(t)} \\ \Omega_+(t)e^{-i\eta_+(t)} + \Omega_-(t)e^{-i\eta_-(t)} & -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\end{bmatrix} \tag{4.4}$$

де

$$\begin{aligned}\eta_+(t) &= -\,\Delta_+ t - kz, \\ \eta_-(t) &= -\,\Delta_- t + kz, \\ \Omega_\pm(t) &= -\,\frac{1}{\hbar}\boldsymbol{d}_{12}\boldsymbol{E}_\pm(t).\end{aligned} \tag{4.5}$$

Ми нехтуємо відмінністю k_+ і k_-, вважаючи $k_+ = k_- = k$, оскільки $|\omega_+ - \omega_-| \ll \omega_0$.

З рівняння Шредінгера (4.3) випливають рівняння для амплітуд $c_1(t)$, $c_2(t)$ станів $|\psi_1(t)\rangle$, $|\psi_2(t)\rangle$, які при $m \to \infty$ збігаються з рівняннями, що звичайно використовують, аналізуючи взаємодію дворівневого атома з біхроматичним полем [183]:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \frac{\hbar}{2}\begin{bmatrix} -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} & \Omega_+ e^{i\eta_+} + \Omega_- e^{i\eta_-} \\ \Omega_+ e^{-i\eta_+} + \Omega_- e^{-i\eta_-} & -\frac{\hbar}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix}, \quad (4.6)$$

де m — маса атома, а $\eta_\pm$, $\Omega_\pm$ визначаються (4.5).

Матричні елементи дипольного моменту без порушення загальності вважаємо дійсними величинами. У (4.6) і далі аргументи, які позначають залежність величин від t і z, для скорочення запису рівнянь опущені.

Як відомо [23], спостереження розсіювання атомного пучка не може дати інформацію про ступінь когерентності ансамблю плоских хвиль, що його описує. Усі величини, що реєструються при розсіюванні пучка атомів, можна знайти, розв'язуючи задачу про розсіювання плоскої хвилі та усереднюючи отриманий результат за кутовим розподілом плоских хвиль. Тому в подальшому вважаємо, що атомний пучок до початку взаємодії зі світлом описується плоскою хвилею, а швидкість атомів до взаємодії зі світлом направлена перпендикулярно до осі OZ.

Запишемо c_1, c_2 у вигляді

$$\begin{aligned} c_1 &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{1,n} \exp\Big(-\tfrac{1}{2} i(n\delta t + \\ &\quad + \Delta t)\Big) \langle z\,|n\rangle\,, \\ c_2 &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{2,n} \exp\Big(-\tfrac{1}{2} i(n\delta t - \\ &\quad - \Delta t)\Big) \langle z\,|n\rangle\,, \end{aligned} \quad (4.7)$$

де $\langle z\,|n\rangle = \exp(inkz)$ — власна функція у координатному представленні оператора z-компоненти імпульсу атома з власним значенням $n\hbar k$

$$\begin{aligned} \delta &= \omega_+ - \omega_-\,, \\ \Delta &= \tfrac{1}{2}\left(\Delta_+ + \Delta_-\right) = \\ &= \omega_0 - \tfrac{1}{2}\left(\omega_+ + \omega_-\right)\,. \end{aligned} \quad (4.8)$$

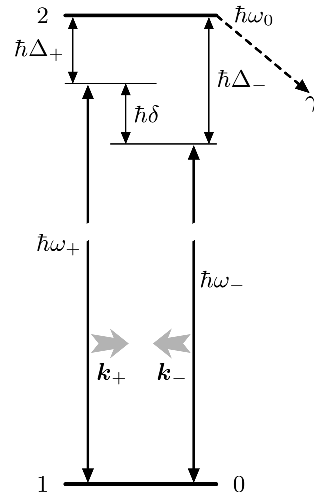


Рис. 74. Схема енергетичних рівнів атома, що взаємодіє з двома зустрічними імпульсами. Ліворуч — номер стану, праворуч — його енергія

Залежні від часу фази в (4.7), неістотні для обчислення імовірностей $|b_{1,n}|^2$, $|b_{2,n}|^2$ знайти атом у станах $|1,n\rangle = |1\rangle \otimes |n\rangle$, $|2,n\rangle = |2\rangle \otimes |n\rangle$, введено таким чином, щоб отримані після підстановки (4.7) в (4.6) рівняння для $b_{1,n}$ і $b_{2,n}$:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}b_{1,n} &= \frac{1}{2}\left(2n^2\delta_{rec} - \Delta - n\delta\right)b_{1,n} + \frac{1}{2}\left(\Omega_+ b_{2,n+1} + \Omega_- b_{2,n-1}\right) , \\ i\frac{\partial}{\partial t}b_{2,n} &= \frac{1}{2}\left(2n^2\delta_{rec} + \Delta - n\delta\right)b_{2,n} + \frac{1}{2}\left(\Omega_+ b_{1,n-1} + \Omega_- b_{1,n+1}\right) , \end{aligned} \tag{4.9}$$

де $\delta_{rec} = \hbar k^2/(2m)$, у правих частинах містили лише повільно змінні з часом коефіцієнти.

З (4.9) випливає, що $b_{1,n}$ з парними значеннями n пов'язані з $b_{2,n}$ з непарними значеннями n, і навпаки. Беручи до уваги початкову умову $b_{1,n} = \delta_{n0}$ (δ_{nl} — символ Кронекера) і $b_{2,n} = 0$, бачимо, що відмінними від нуля можуть бути тільки $b_{1,n}$ з парними і $b_{2,n}$ з непарними значеннями n. Таким чином, хвильову функцію в імпульсному представленні можна задати величиною B_n з одним індексом, який збігається з $b_{1,n}$ для парних n і з $b_{2,n}$ для непарних n. У цих позначеннях рівняння (4.9) набирає вигляду

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}B_n = \sum_j H_{n,j}B_j \, . \tag{4.10}$$

Відмінні від нуля матричні елементи гамільтоніана H записуються так:

$$\begin{aligned} H_{n,n} &= \frac{1}{2}\hbar\left[2n^2\delta_{rec} - s(n)\Delta - n\delta\right] , \\ H_{n,n+s(n)} &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_+ \, , \\ H_{n,n-s(n)} &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_- \, , \end{aligned} \tag{4.11}$$

де $s(n) = (-1)^n$.

У подальшому ми розглядаємо випадок $\delta \gg \delta_{rec}$ і майже скрізь нехтуємо членом, який описує кінетичну енергію у гамільтоніані (наближення Рамана—Ната).

4.1.2. П р и к л а д ч и с е л ь н о г о р о з в' я з к у р і в н я н ь. Рівняння (4.10) пов'язують між собою всі амплітуди імовірностей знайти атом у станах $|1,2j\rangle$, $|2,(2n+1)\rangle$ (j, n — довільні цілі числа), і природно чекати, що після взаємодії з обома світловими імпульсами атом перебуватиме в суперпозиції станів з різними z-компонентами імпульсу. Приклад чисельного розв'язку цих рівнянь, наведений на рис. 75,

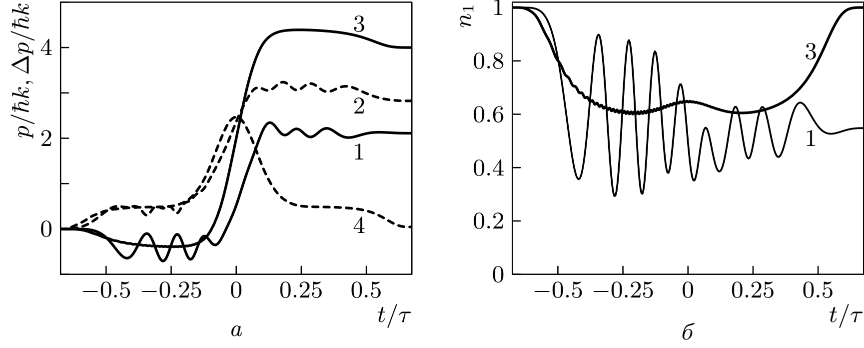


Рис. 75. Залежності середнього значення z-компоненти імпульсу атома p (суцільні лінії) та його середньоквадратичного відхилення від середнього значення Δp (штрихові лінії) в одиницях $\hbar k$ (*а*) та населеності основного стану n_1 (*б*) від часу за умови взаємодії атомів зі світловими імпульсами (4.15) для $\delta\tau = 25$ (криві 1,2), $\delta\tau = 200$ (криві 3,4). Затримка між імпульсами $t_d = 0{,}35\tau$, максимальне значення частот Рабі світлових імпульсів $\Omega_0 = 2{,}4\delta$, $\Delta = 0$, $\delta_{rec} = 0$

показує, що це не завжди так. На рисунку показана залежність середньої z-компоненти імпульсу атома

$$p = \hbar k \sum_n n|B_n|^2 \tag{4.12}$$

і середньоквадратичного відхилення z-компоненти імпульсу атома від середнього значення

$$\Delta p = \hbar k \sqrt{\sum_n n^2|B_n|^2 - p^2}\,, \tag{4.13}$$

а також населеності станів $|1\rangle$ і $|2\rangle$:

$$n_1 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} |B_{2j}|^2\,, \qquad n_2 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} |B_{2j+1}|^2 \tag{4.14}$$

від часу за умови його взаємодії із зустрічними коротким та довгими світловими імпульсами. Часові залежності обвідних напруженостей електричних полів імпульсів описуються виразами

$$\Omega_\pm = \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t \mp t_d/2)\,. \tag{4.15}$$

Тут t_d — затримка між імпульсами, $\mathcal{S}_2$ визначається виразом

$$\mathcal{S}_2(t) = \begin{cases} \cos^2(\pi t/\tau)\,, & \text{за умови } |t| \le \tau/2, \\ 0, & \text{за умови } |t| > \tau/2, \end{cases} \tag{4.16}$$

де τ — тривалість імпульсу. Те, що у випадку тривалої взаємодії з полем $\delta\tau \gg 1$ величина Δp прямує до нуля, вказує на майже повне перенесення населеності зі стану $|1,0\rangle$, у якому спочатку перебував атом, у стан з точно визначеною z-компонентою імпульсу, в даному випадку $|1,4\rangle$. Часові залежності населеності стану $|1\rangle$ для різних $\delta\tau$, дві з яких наведені на рисунку, наближаються до певної границі зі зростанням $\delta\tau$. Розрахунки для $\delta\tau > 200$ дають практично такі ж залежності p, Δp і n_1 від t/τ, як і для $\delta\tau = 200$, що вказує на доцільність опису взаємодії атома з полем за допомогою адіабатичного базису. Імовірно, при великих $\delta\tau$ атом описується одним адіабатичним станом. Цей стан протягом одночасної дії обох полів на атом є суперпозицією $|1,2n\rangle$ і $|2,2j+1\rangle$ станів (цілі n і j пробігають всі значення від $-\infty$ до $+\infty$), яка збігається зі станом $|1,0\rangle$ до приходу другого імпульсу і зі станом $|1,2n\rangle$ чи $|2,2n+1\rangle$, де n — ціле число, після закінчення дії на атом першого імпульсу.

Відзначимо, що часова залежність населеностей станів $|1n\rangle$, $|2,2n+1\rangle$ атома за умови адіабатичної взаємодії з полем ($\delta\tau \gg 1$) якісно відмінна від випадку миттєвого вмикання взаємодії [183], де населеності станів атома періодично змінюються від нуля до одиниці (за умови $\Omega_+(t) = \Omega_-(t) = const$).

4.1.3. Адіабатичний базис. Запишемо B_n у вигляді

$$B_n = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C^{(l)} \exp\left(-i \int^{t} \varpi^{(l)}(t')\,\mathrm{d}t'\right) \Phi_n^{(j)}\,, \tag{4.17}$$

де $\Phi_n^{(l)}$ і $\hbar\varpi^{(l)}$ — компоненти власних векторів (адіабатичних станів) і власні значення гамільтоніана (4.11). Підставляючи (4.17) у (4.10) і беручи до уваги ортогональність $\Phi^{(l)}$, отримуємо рівняння для $C^{(l)}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} C^{(l)} = -\sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C^{(j)} \Phi_n^{(l)*} \frac{\partial}{\partial t} \Phi_n^{(j)} \exp\left(i \int^{t} \left(\varpi^{(l)}(t') - \varpi^{(j)}(t')\right) \mathrm{d}t'\right). \tag{4.18}$$

Нехай спочатку атом перебував у $|1,0\rangle$ стані. Ми будемо нумерувати адіабатичні стани таким чином, щоб до початку взаємодію з полем номер стану збігався з z-компонентою імпульсу атома в одиницях $\hbar k$. Тоді спочатку $C^{(l)} = \delta_{l0}$. Відповідне значення $\varpi^{(0)}(t) = -\Delta/2$

[див. (4.11), маючи на увазі, що за відсутності полів гамільтоніан діагональний]. Якщо виконана умова

$$\left|\varpi^{(l)}(t) - \varpi^{(j)}(t)\right| \gg \frac{1}{\tau}\,, \tag{4.19}$$

то доданками з $j \neq l$ у правій частині (4.18) можна знехтувати завдяки швидкій осциляції експонент, а доданок з $j = l$ призводить тільки до зміни фази у $C^{(l)}$. Як наслідок, за умови (4.19) атом протягом всього часу взаємодії з полем перебуває в одному і тому самому адіабатичному стані. Відзначимо, проте, що після закінчення взаємодії з полем енергія $\hbar\varpi^{(0)}(t)$, яка відповідає цьому стану, не обов'язково дорівнює $-\hbar\Delta/2$. З (4.11) можна лише стверджувати, що вона становить $\hbar\left[2n^2\delta_{rec} - \Delta(-1)^n - n\delta\right]/\,2$, де n — ціле число. Як наслідок, атом отримує імпульс $n\hbar k$ вздовж осі OZ і залежно від парності n залишається в основному або переходить у збуджений стан.

Зміна стану атома в процесі взаємодії з полем відбувається так. Спочатку атом перебуває у стані $|1,0\rangle$. Будемо вважати, що атом почергово взаємодіє з імпульсом Ω_- (I етап), потім з обома імпульсами (II етап) і, нарешті, тільки з імпульсом Ω_+ (III етап). Очевидно, протягом першого етапу поле Ω_- спричиняє переходи між станами атома $|1,0\rangle$ і $|2,-1\rangle$. При цьому p не може перевищувати $\hbar k$, а Δp — $0{,}5\hbar k$ (див. рис. 75 на с. 169). Потім протягом II етапу взаємодії атома з полем рівняння (4.10) пов'язують між собою всі стани атома $|1,j\rangle$ і $|2,n\rangle$ (j — парні, n — непарні числа). На цьому етапі Δp досягає свого максимального значення, далі знову зменшується приблизно до $0{,}5\hbar k$. Якщо зміна обвідних напруженості електричних полів світлових імпульсів досить повільна, то на III етапі взаємодії атома з полем заселеною виявиться тільки пара станів $|1,2n_f\rangle$ і $|2,2n_f+1\rangle$, де n_f — ціле. Після закінчення імпульсу Ω_+ атом виявиться в одному з цих двох станів.

Якщо критерій (4.19) не виконується протягом деякого короткого (порівняно з тривалістю імпульсу τ) інтервалу часу і енергії адіабатичних станів $\hbar\varpi^{(n)}$ і $\hbar\varpi^{(j)}$ у цей час настільки близькі, що між відповідними адіабатичними станами можливі переходи Ландау—Зінера з імовірністю, близькою до одиниці, атом після кожного з цих переходів описується одним адіабатичним станом. Як наслідок, атом попадає в основний або збуджений стан з певною величиною z-компоненти імпульсу. Якщо ж ймовірності переходів Ландау—Зінера помітно відмінні від одиниці і нуля, наприклад, у випадку, коли криві, які описують залежності енергій адіабатичних станів від часу дотикаються одна до одної, то після закінчення взаємодії з полем населеними можуть виявитися стани з різними z-компонентами імпульсу.

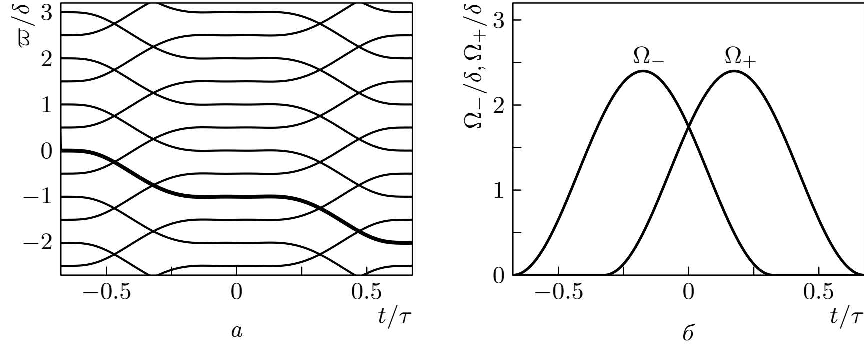


Рис. 76. Залежність енергії адіабатичних станів $\hbar\varpi^{(l)}$ в одиницях $\hbar\delta$ (a) та частот Рабі світлових імпульсів ($б$) від часу. Жирною лінією виділена енергія, що відповідає нульовій z-компоненті початкового імпульсу атома. Значення параметрів імпульсів ті самі, що і на рис. 75

На рис. 76 показані залежності енергій адіабатичних станів від часу для значень параметрів імпульсів таких само, як і на рис. 75. Енергія адіабатичного стану, у якому знаходиться атом, показана жирною лінією. Видно, що до приходу першого імпульсу світла z-компонента імпульсу атома дорівнює $0\hbar k$, а після закінчення взаємодії з обома імпульсами — $4\hbar k$.

4.1.4. Результати чисельних розрахунків. Очевидно, результат взаємодії атома зі світлом не повинен залежати від зміни затримки між імпульсами, їх амплітуди, величини відстроювань δ і Δ у тих межах, поки викликана зміною цих параметрів деформація кривих, що описують залежність енергій адіабатичних станів від часу, не змінить якісно їх взаємного розташування. Подальша зміна цих параметрів після проходження деякої перехідної зони повинна призвести до переходу атома в новий кінцевий стан, якому відповідає інше значення p. Виходячи з цього, можна чекати сходинкоподібного характеру залежності переданого атому імпульсу від параметрів лазерних імпульсів.

На рис. 77 показані залежності p і Δp, а також населеностей основного і збудженого станів, для випадку симетричного відстроювання несучих частот світлових імпульсів відносно частоти ω_0 ($\Delta = 0$) від Ω_0 як в наближенні Рамана—Ната, так і з урахуванням кінетичної енергії у гамільтоніані. В обох випадках якісний вигляд залежності переданого атому імпульсу від частоти Рабі світлових імпульсів однаковий. Після взаємодії зі світлом при значеннях Ω_0, що лежать в межах сходинок, атом перебуває в основному стані, і перенесення населеностей

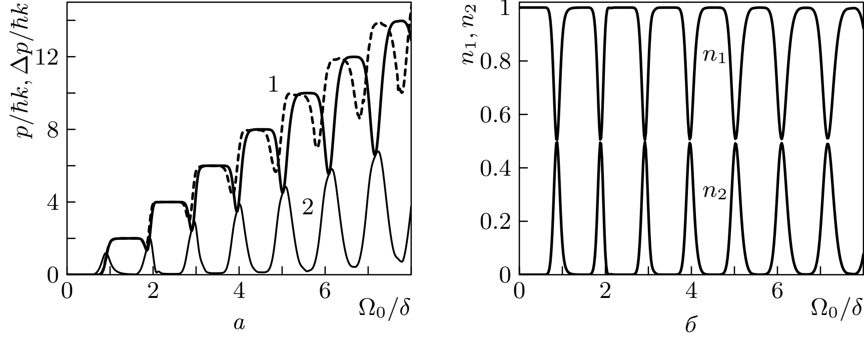


Рис. 77. Залежності від Ω_0/δ середнього значення z-компоненти імпульсу атома p (*а* — 1 — $\delta_{rec} = 0$, штрихова лінія — $\delta_{rec} = 0{,}002\delta$), її середньоквадратичного відхилення від середнього значення Δp (*а* — 2 — $\delta_{rec} = 0$) в одиницях $\hbar k$ і населеностей основного та збудженого станів (*б* — $\delta_{rec} = 0$). Значення параметрів імпульсів: $\delta\tau = 200$, $\Delta = 0$, $t_d = 0{,}35\tau$

між атомними станами відсутнє. У середині перехідних областей між сходинками спостерігається вирівнювання населеностей станів $|1\rangle$ і $|2\rangle$, тобто результат дії на атом двох світлових імпульсів різної частоти такий же, як і результат дії одного резонансного атомному переходу імпульсу площею $\pi/2$ з тією різницею, що можлива істотно більша передача імпульсу. Значення p для заданої величини Ω_0 можна оцінити з простих міркувань. Для $\Delta = 0$, за умови $|t| \ll \tau$ (в середині часу взаємодії з полем) $|\varpi^{(0)}| \sim \Omega_0/2$. Беручи до уваги залежність $\varpi^{(0)}$ від часу (див. рис. 76), можна вважати, що після закінчення взаємодії з полем $|\varpi^{(0)}| \sim \Omega_0$. Оскільки зміна $\varpi^{(0)}$ на δ відповідає зміні імпульсу на $2\hbar k$, знаходимо $p \sim 2\hbar k\Omega_0/\delta$, що добре узгоджується з результатами розрахунку.

Залежності p, Δp і n_1, n_2 від Δ у наближенні Рамана—Ната ($\delta_{rec} = 0$) показані на рис. 78. На відміну від випадку $\Delta = 0$, тут можливе перенесення населеності між станами $|1\rangle$ і $|2\rangle$ зі зміною імпульсу атома на непарну кількість $\hbar k$, тобто результат дії на атом двох світлових імпульсів різної частоти за умови $\Delta \neq 0$ подібний до результату дії одного резонансного до атомного переходу імпульсу площею π, або імпульсу з повільно змінюваною частотою ω від $\omega - \omega_0 \ll -\Omega_0$ до $\omega - \omega_0 \gg \Omega_0$. Якщо відношення Δ/δ лежить у проміжній між сходинками зоні, то можна як наслідок отримати когерентну суперпозицію станів $|1\rangle$ і $|2\rangle$ атома. З рисунка видно, що рівність $n_2 = n_1$ досягається при кількох значеннях відношення Δ/δ, зокрема, при $\Delta = \pm\delta/2$. При цих двох значеннях Δ несуча частота одного з світлових імпульсів знаходиться у резонансі з частотою атомного переходу, а власні значення

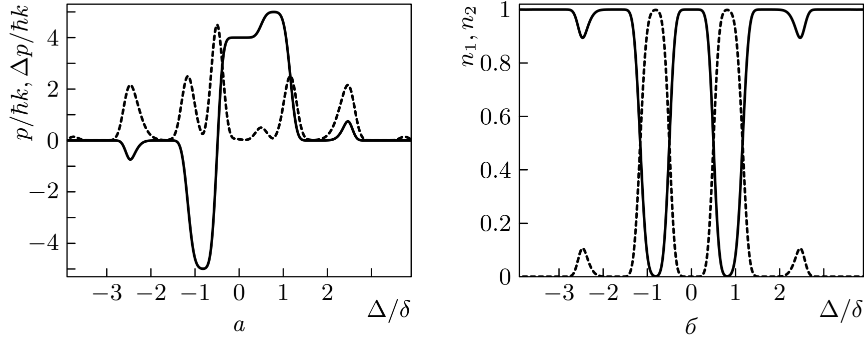


Рис. 78. Залежності від Δ/δ середнього значення z-компоненти імпульсу атома p (*а* — суцільна лінія), її середньоквадратичного відхилення від середнього значення Δp (*а* — штрихова лінія) в одиницях $\hbar k$ і населеностей основного n_1 (*б* — суцільна лінія) і збудженого n_2 (*б* — штрихова лінія) станів. Значення параметрів імпульсів: $\delta\tau = 200$, $\Omega_0 = 2{,}4\delta$, $t_d = 0{,}35\tau$, $\delta_{rec} = 0$

за відсутності поля двічі вироджені, так що з самого початку взаємодії з полем атом описується суперпозицією двох адіабатичних станів, один з яких при $\Omega_0 = 0$ описує атом в основному, а другий — у збудженому стані. Природно чекати, що після закінчення взаємодії з полем він буде описуватися суперпозицією двох станів — $|1, 2j\rangle$ і $|2, (2n+1)\rangle$, де j і n — цілі числа. При $\Delta = -\delta/2$ резонансна з частотою атомного переходу несуча частота імпульсу Ω_-, який першим взаємодіє з атомом. Середній переданий атому імпульс дорівнює $-0{,}5\hbar k$, $\Delta p = 4{,}5\hbar k$. З цього можна зробити висновок (який підтверджується розрахунком функції розподілу атомів за імпульсами), що після закінчення взаємодії з полем атом перебуває у суперпозиції однаково населених станів $|1, 4\rangle$ і $|2, -5\rangle$. У випадку $\Delta = \delta/2$ резонансна з частотою атомного переходу несуча частота імпульсу Ω_+, який останнім взаємодіє з атомом. Середній переданий атому імпульс становить $4{,}5\hbar k$, $\Delta p = 0{,}5\hbar k$, атом після закінчення взаємодії з полем перебуває у суперпозиції однаково населених основного і збудженого станів з імпульсами відповідно $4\hbar k$ і $5\hbar k$.

На рис. 79 показано залежності p і Δp від двофотонного відстроювання δ у наближенні Рамана—Ната ($\delta_{rec} = 0$). У випадку $\Delta = 0$ атом після взаємодії з полем опиняється в основному стані і перенесення населеностей між атомними станами відсутнє, зміна ж імпульсу атома в межах сходинок кратна $2\hbar k$ при $|\delta|/\Omega_0 > 0{,}25$. При менших значеннях δ/Ω_0 величина $\Delta p \sim \hbar k$ і сходинкоподібна структура залежності p від δ/Ω_0 стає менш вираженою і зникає з наближенням δ до нуля. У випадку $\Delta = -0{,}5\Omega_0$ в межах сходинок атому передається імпульс, кратний

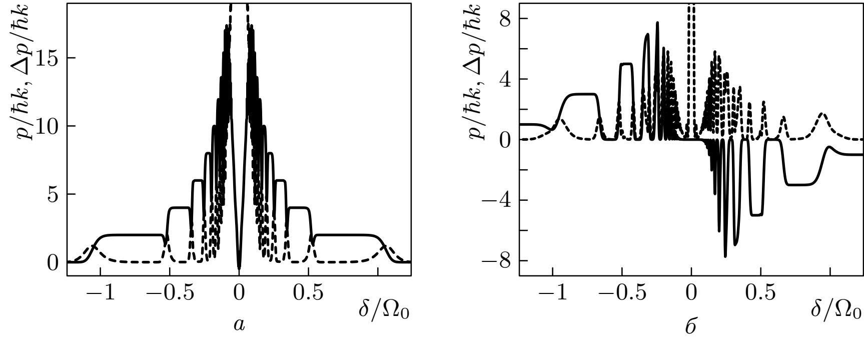


Рис. 79. Залежності від δ/Ω_0 середнього значення z-компоненти імпульсу атома p (суцільна лінія) та її середньоквадратичного відхилення від середнього значення Δp (штрихова лінія) в одиницях $\hbar k$ для $\Omega_0\tau = 1000$, $t_d = 0{,}35\tau$, $\delta_{rec} = 0$ у випадках $\Delta = 0$ (*а*) і $\Delta = -0{,}5\Omega_0$ (*б*)

непарній кількості $\hbar k$ з переходом його у збуджений стан. Крім того, на відміну від випадку $\Delta = 0$, у цьому разі p — непарна функція δ. По суті, наведені на рисунку криві показують залежність переданого атому імпульсу від його швидкості: якщо швидкість атома в напрямі поширення $_+$ хвилі дорівнює v, то переданий йому імпульс при двофотонному відстроюванні δ такий самий, як і для атомів з нульовою швидкістю і двофотонним відстроюванням $\delta - 2kv$, тому показані на рис. 79 залежності p від δ ілюструють також сходинкоподібну залежність переданого атому імпульсу від швидкості.

Ми дослідили взаємодію атома з полем світлових імпульсів однакової амплітуди і показали, що у цьому разі дозована передача імпульсу атому у випадку несиметричного відстроювання несучих частот світлових полів від резонансу ($\Delta \neq 0$) може супроводжуватися збудженням атомів. Після праці [74], де опубліковано більшість наведених у цьому параграфі результатів, автори [184] показали, що збудження атомів біхроматичним полем зустрічних імпульсів можна досягти і за умови симетричного відстроювання несучих частот світлових імпульсів від резонансу ($\Delta = 0$), якщо максимальні інтенсивності імпульсів різні. Відзначимо і новий крок в інтерпретації ефектів перенесення населеності та обміну імпульсом між атомами і полем, зроблений у цитованій праці — обравши за осі координат миттєві частоти Рабі світлових імпульсів і побудувавши поверхні власних значень гамільтоніана, можна побачити, яким чином повинні змінюватися ці імпульси з часом, щоб отримати потрібний кінцевий стан атома.

У [185] запропонована проста схема експериментальної реалізації взаємодії атома з біхроматичним полем зустрічних світлових імпульсів. Замість того, щоб генерувати імпульси з несучими частотами, які

розрізняються на величину порядку частоти Рабі, автори [185] пропонують реалізувати взаємодію атомного пучка, що поширюється під кутом до зустрічних лазерних променів, трохи відмінним від прямого. У цьому разі доплерівський зсув несучих частот імпульсів у системі відліку атома, який виникає завдяки невеликій проекції швидкості атома на напрям поширення лазерного випромінювання, забезпечує необхідну різницю частот δ. Ще одна пропозиція керування рухом атомів, близька до викладеної тут, висловлена в [75], де розглядається передача моменту від поля до атома за умови дії на нього двох світлових імпульсів з лінійною у часі зміною частоти, один з яких повторює інший з затримкою у часі, меншою ніж їх тривалість. За цих умов на атом діє біхроматичне поле з фіксованою різницею частот, але лінійно змінною у часі їхньою сумою (чим і відрізняється пропозиція [75] від нашої). Як наслідок, атом отримує імпульс $n\hbar k$, де n, як і в нашому випадку, може значно перевищувати одиницю.

Цікавою могла б бути реалізація взаємодії атома з полем двох зустрічних послідовностей світлових імпульсів з періодом T і різною несучою частотою, побудованою таким чином, щоб протягом певного проміжку часу зустрічні імпульси діяли на атом одночасно. Тоді у такій схемі взаємодії атома з полем середня сила світлового тиску на атом

$$F = N\hbar k/T, \tag{4.20}$$

де $N \gg 1$, значно перевищувала б максимальну силу світлового тиску у полі зустрічної послідовності π-імпульсів [43]:

$$F = 2\hbar k/T, \tag{4.21}$$

забезпечувала б зміну імпульсу атома з малою дисперсією і була б малочутливою до зміни параметрів світлових імпульсів і швидкості атома.

4.2. Когерентний перенос імпульсу при взаємодії трирівневих атомів із зустрічними лазерними імпульсами

Тепер розглянемо передачу імпульсу трирівневому атому чи молекулі (Λ-схема енергетичних рівнів) за умови його взаємодії з полем зустрічних лазерних імпульсів. Наявність третього рівня дає можливість за певних умов зменшити населеність збудженого стану і відповідно втрати населеності внаслідок спонтанного випромінювання. Залежно

від різниці енергій метастабільних станів (або основного і метастабільного стану), кожен з лазерних імпульсів може пов'язувати лише один чи обидва метастабільні стани зі збудженим.

Випадок великої різниці енергій метастабільних станів. У цьому разі атом взаємодіє з чотирма лазерними імпульсами, два з яких поширюються у напрямі осі OZ, а інші два — у протилежному. Різниця енергій метастабільних рівнів настільки велика, що поле кожного з імпульсів пов'язує лише один з метастабільних станів зі збудженим. Четвірку імпульсів можна розбити на дві пари, різниця несучих частот кожної пари імпульсів близька до частоти переходу між метастабільними станами, так що можливий двофотонний перехід з поглинанням світла на несучій частоті одного з імпульсів і випромінювання на несучій частоті іншого імпульсу пари. За досить великого відстроювання несучих частот імпульсів від однофотонного резонансу населеність збудженого стану незначна, так що втрати населеності внаслідок спонтанного випромінювання невеликі. В ефективній дворівневій схемі, яка формується за цих умов, можлива як передача імпульсу без зміни внутрішнього стану атома, так і з його переходом у інший метастабільний стан.

Випадок малої різниці енергій метастабільних станів. У цьому разі кожен з імпульсів пов'язує обидва метастабільні стани зі збудженим. Для перенесення населеності з одночасною зміною імпульсу атома досить двох зустрічних імпульсів, один з яких поширюється у напрямі осі OZ, інший — у протилежному (випадок поширення імпульсів у одному напрямі, коли передача імпульсу від поля до атома відсутня, розглядався раніше у праці [186]). Як і у випадку дворівневого атома у полі зустрічних імпульсів, для збереженням когерентності час взаємодії атома зі світлом має бути значно меншим за час спонтанного випромінювання атома у збудженому стані.

4.2.1. Випадок великої різниці енергій метастабільних станів. Атом взаємодіє з чотирма лазерними імпульсами, що поширюються вздовж однієї прямої, по два у протилежних напрямах (одна пара зустрічних лазерних імпульсів може передати атому лише сумарний імпульс двох фотонів [65]). Кожен зі світлових імпульсів пов'язує лише один метастабільний стан зі збудженим. З усієї множини комбінацій параметрів, що описують взаємодію світлових імпульсів з атомом, оберемо такі, що дозволяють мінімізувати вплив спонтанного випромінювання атома у збудженому стані і спрощують аналіз передачі імпульсу від поля до атома.

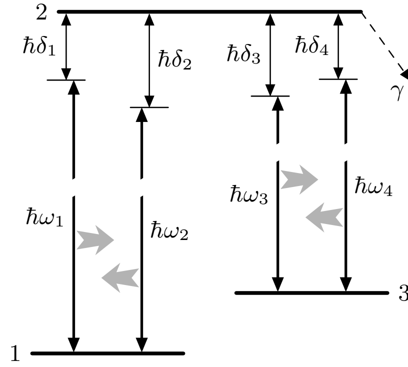


Рис. 80. Схема взаємодії трирівневого атома з чотирма лазерними імпульсами. Горизонтальними стрілками позначено напрями поширення імпульсів, ω_j, δ_j, $j = 1, \ldots, 4$ — несучі частоти імпульсів та їх відстроювання від відповідних частот переходів у атомі

4.2.1.1. Модель. Розглянемо трирівневий атом (надалі, говорячи про атом, маємо на увазі також молекулу) з двома метастабільними станами $|1\rangle$, $|3\rangle$ і збудженим станом $|2\rangle$, енергія якого більша ніж енергії метастабільних станів. Зі стану $|2\rangle$ можливі спонтанні переходи в інші, відмінні від $|1\rangle$ та $|3\rangle$, стани зі швидкістю γ (середній час життя у збудженому стані $1/\gamma$). Спонтанними переходами у стани $|1\rangle$, $|3\rangle$ знехтуємо. Вважаємо, що до початку взаємодії атома з полем заселено тільки стан $|1\rangle$. Атом взаємодіє з чотирма лазерними імпульсами з несучими частотами ω_1, ω_2, ω_3, ω_4 (див. рис. 80), два з яких поширюються у напрямі OZ і пов'язують стани $|1\rangle$ та $|2\rangle$ (імпульси 1, 2), а інші два — у протилежному напрямі і пов'язують стани $|3\rangle$ та $|2\rangle$ (імпульси 3, 4). Електричне поле, що діє на атом, має вигляд

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}(t) = {} & \boldsymbol{E}_1(t)\cos(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1) + \boldsymbol{E}_2(t)\cos(\omega_2 t + k_2 z + \varphi_2) + \\ & + \boldsymbol{E}_3(t)\cos(\omega_3 t - k_3 z + \varphi_3) + \boldsymbol{E}_4(t)\cos(\omega_4 t + k_4 z + \varphi_4)\,,\end{aligned} \tag{4.22}$$

де k_i — хвильові вектори, φ_i, $i = 1, \ldots, 4$ — початкові фази.

Тоді у наближенні Рамана—Ната гамільтоніан атома запишеться так:

$$\begin{aligned}& H(t) = H_0 - \boldsymbol{d}\boldsymbol{E}(t) - i\hbar\frac{\gamma}{2}\,|2\rangle\langle 2|\,,\\ & H_0 = W_1\,|1\rangle\langle 1| + W_2\,|2\rangle\langle 2| + W_3\,|3\rangle\langle 3|\,,\\ & \boldsymbol{d} = d_{12}\,|1\rangle\langle 2| + d_{21}\,|2\rangle\langle 1| + d_{32}\,|3\rangle\langle 2| + d_{23}\,|2\rangle\langle 3|\,.\end{aligned} \tag{4.23}$$

Тут H_0 — гамільтоніан атома за відсутності поля, $|n\rangle$ та W_n, $n = 1, 2, 3$ — його власні стани та відповідні їм власні енергії, $\boldsymbol{d}$ — оператор дипольного моменту атома. Відсутність кінетичної енергії в гамільтоніані означає, по суті, наближення великої маси — зміна імпульсу атома практично не змінює його кінетичну енергію, і, таким чином, ми нехтуємо ефектами Доплера та віддачі. Дослідження взаємодії дворівневого атома з двома зустрічними імпульсами, виконане в параграфі 4.1, показало, що урахування кінетичної енергії в гамільтоніані

не впливає якісно на картину взаємодії атома з полем. У той же час наближення Рамана—Ната значно спрощує аналіз, оскільки координати атома входять у рівняння Шредінгера тільки як параметр.

Хвильову функцію атома запишемо у вигляді

$$\Psi = C_1(z,t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}W_1 t\right)|1\rangle + C_2(z,t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}W_2 t\right)|2\rangle + \\ + C_3(z,t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}W_3 t\right)|3\rangle \ . \tag{4.24}$$

Еволюція амплітуд імовірності $\boldsymbol{C}(z,t) = [C_1(z,t), C_2(z,t), C_3(z,t)]^T$ знайти атом у станах $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ у наближенні обертової хвилі описується рівнянням Шредінгера:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{C}(z,t) = H^{RWA}\boldsymbol{C}(z,t)\,, \tag{4.25}$$

де ненульові матричні елементи гамільтоніана H^{RWA}:

$$\begin{aligned} H_{12}^{RWA} &= \frac{\hbar}{2}\left(\Omega_1 e^{-i(\delta_1 t + k_1 z - \varphi_1)} + \Omega_2 e^{-i(\delta_2 t - k_2 z - \varphi_2)}\right)\,, \\ H_{21}^{RWA} &= \frac{\hbar}{2}\left(\Omega_1^* e^{i(\delta_1 t + k_1 z - \varphi_1)} + \Omega_2^* e^{i(\delta_2 t - k_2 z - \varphi_2)}\right)\,, \\ H_{22}^{RWA} &= -i\frac{\hbar}{2}\gamma\,, \\ H_{23}^{RWA} &= \frac{\hbar}{2}\left(\Omega_3^* e^{i(\delta_3 t + k_3 z - \varphi_3)} + \Omega_4^* e^{i(\delta_4 t - k_4 z - \varphi_4)}\right)\,, \\ H_{32}^{RWA} &= \frac{\hbar}{2}\left(\Omega_3 e^{-i(\delta_3 t + k_3 z - \varphi_3)} + \Omega_4 e^{-i(\delta_4 t - k_4 z - \varphi_4)}\right)\,. \end{aligned} \tag{4.26}$$

У (4.26) введено відстроювання несучих частот імпульсів від відповідного резонансу:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \frac{1}{\hbar}(W_2 - W_1) - \omega_1, \qquad & \delta_2 &= \frac{1}{\hbar}(W_2 - W_1) - \omega_2, \\ \delta_3 &= \frac{1}{\hbar}(W_2 - W_3) - \omega_3, \qquad & \delta_4 &= \frac{1}{\hbar}(W_2 - W_3) - \omega_4, \end{aligned} \tag{4.27}$$

і частоти Рабі:

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= -\left\langle 1\left|\widehat{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{E}_1(t)\right|2\right\rangle/\hbar, \qquad & \Omega_2 &= -\left\langle 3\left|\widehat{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{E}_2(t)\right|2\right\rangle/\hbar, \\ \Omega_3 &= -\left\langle 1\left|\widehat{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{E}_3(t)\right|2\right\rangle/\hbar, \qquad & \Omega_4 &= -\left\langle 3\left|\widehat{\boldsymbol{d}}\boldsymbol{E}_4(t)\right|2\right\rangle/\hbar, \end{aligned} \tag{4.28}$$

що характеризують взаємодію атома з електричним полем відповідного імпульсу світла.

4.2.1.2. Адіабатичне виключення населеності збудженого стану. Нехай відстроювання несучих частот всіх імпульсів від відповідних частот переходів значно перевищують частоти Рабі, але в той же час різниці відстроювань δ_1, δ_4 несучих частот першого та четвертого і δ_2, δ_3 другого та третього імпульсів від резонансів такого самого порядку величини, як і частоти Рабі. Крім того, вважаємо, що різниця $|\delta_1 - \delta_2|$ значно перевищує частоти Рабі. Час взаємодії атома з полем τ_{int} уважаємо настільки великим, що $\tau_{int} \cdot \max(\Omega_n(t)) \gg 1$ для всіх n.

Запишемо амплітуду імовірності збудженого стану у вигляді

$$C_2(z,t) = C_2^{14}(z,t)e^{i\Delta_{14}t} + C_2^{23}(z,t)e^{i\Delta_{23}t}, \tag{4.29}$$

де

$$\Delta_{14} = \frac{1}{2}(\delta_1 + \delta_4), \qquad \Delta_{23} = \frac{1}{2}(\delta_2 + \delta_3). \tag{4.30}$$

Підставляючи (4.29) в рівняння (4.25), нехтуючи членом $\frac{\partial}{\partial t}C_2(z,t)$ і прирівнюючи до нуля коефіцієнти при $\exp(i\Delta_{14}t)$ та $\exp(i\Delta_{23}t)$, отримуємо з (4.25) вирази для $C_2^{14}(z,t)$ та $C_2^{23}(z,t)$ через амплітуди ймовірностей $C_1(z,t)$ та $C_3(z,t)$:

$$\begin{aligned} C_2^{14}(z,t) &= \frac{\Omega_1^*(t)e^{i(\delta_1 t - \varphi_1 + k_1 z)}}{-2\Delta_{14} + i\gamma}\,C_1(z,t) + \frac{\Omega_4^*(t)e^{i(\delta_4 t - \varphi_4 - k_4 z)}}{-2\Delta_{14} + i\gamma}\,C_3(z,t)\,, \\ C_2^{23}(z,t) &= \frac{\Omega_2^*(t)e^{i(\delta_2 t - \varphi_2 - k_2 z)}}{-2\Delta_{23} + i\gamma}\,C_1(z,t) + \frac{\Omega_3^*(t)e^{i(\delta_3 t - \varphi_3 + k_3 z)}}{-2\Delta_{23} + i\gamma}\,C_3(z,t)\,, \end{aligned} \tag{4.31}$$

які справедливі за умови:

$$\begin{aligned} |\Delta_{14} + i\gamma| &\gg \max(|\Omega_1(t)|, |\Omega_2(t)|, |\Omega_3(t)|, |\Omega_4(t)|)\,, \\ |\Delta_{23} + i\gamma| &\gg \max(|\Omega_1(t)|, |\Omega_2(t)|, |\Omega_3(t)|, |\Omega_4(t)|)\,, \\ |\Delta_{14} - \Delta_{23}| &\gg \max(|\Omega_1(t)|, |\Omega_2(t)|, |\Omega_3(t)|, |\Omega_4(t)|)\,. \end{aligned} \tag{4.32}$$

Далі, підставляючи (4.31) в (4.25), одержуємо рівняння Шредінгера для дворівневої системи $|1\rangle$, $|3\rangle$:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{C}^{TL}(z,t) = H^{TL}\boldsymbol{C}^{TL}(z,t). \tag{4.33}$$

Тут $\boldsymbol{C}^{TL}(z,t) = [C_1(z,t), C_3(z,t)]^T$, а H^{TL} у базисі станів $|1\rangle$, $|3\rangle$ має вигляд

$$\begin{aligned}
H^{TL}_{1,1} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{|\Omega_1(t)|^2}{i\gamma - 2\Delta_{14}} + \frac{|\Omega_2(t)|^2}{i\gamma - 2\Delta_{23}}\right),\\
H^{TL}_{1,3} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_1(t)\Omega_4^*(t)}{i\gamma - 2\Delta_{14}}e^{i\Phi_{14}} + \frac{\Omega_2(t)\Omega_3^*(t)}{i\gamma - 2\Delta_{23}}e^{i\Phi_{23}}\right),\\
H^{TL}_{3,1} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_1^*(t)\Omega_4(t)}{i\gamma - 2\Delta_{14}}e^{-i\Phi_{14}} + \frac{\Omega_2^*(t)\Omega_3(t)}{i\gamma - 2\Delta_{23}}e^{-i\Phi_{23}}\right),\\
H^{TL}_{3,3} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{|\Omega_4(t)|^2}{i\gamma - 2\Delta_{14}} + \frac{|\Omega_3(t)|^2}{i\gamma - 2\Delta_{23}}\right),
\end{aligned} \tag{4.34}$$

де

$$\begin{aligned}
\Phi_{14} &= \varphi_1 - \varphi_4 + (\delta_4 - \delta_1)\, t - (k_1 + k_4)\, z,\\
\Phi_{23} &= \varphi_2 - \varphi_3 + (\delta_3 - \delta_2)\, t + (k_2 + k_3)\, z.
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Оскільки відстроювання несучих частот світлових імпульсів від відповідних частот переходів незначне порівняно з останніми, з великою точністю $k_1 + k_4 = k_1 + k_4 = 2k_{av}$, де k_{av} — середній імпульс фотонів.

4.2.1.3. Рівняння Шредінгера в імпульсному представленні. Будемо вважати, що атом до початку взаємодії з полем описується плоскою хвилею з нульовою компонентою швидкості атома вздовж осі OZ. Взаємодія атома з послідовністю світлових імпульсів (4.22), як видно з (4.33), (4.34), призводить до формування хвильової функції з періодичною (період π/k_{av}) залежністю від координати z, так що амплітуди імовірності перебування атома у станах $|1\rangle$, $|3\rangle$ природно шукати у вигляді розкладу в ряд за власними функціями $\langle z|2n\rangle = \exp(2ink_{av}z)$ оператора z-компоненти імпульсу атома у координатному представленні (n — довільне ціле). Зробивши відповідний розклад, можна побачити, що амплітуди імовірності знайти атом у стані $|1\rangle$ з z-компонентою імпульсу $2n\hbar k_{av}$ пов'язані з амплітудами імовірності знайти атом у стані $|3\rangle$ з z-компонентою імпульсу $(2n \pm 2)\hbar k_{av}$. Це дозволяє описати стан атома вектором $\boldsymbol{B}$, компоненти з номером $2n$ якого дають амплітуду імовірності знайти атом у стані $|1\rangle$ з z-компонентою імпульсу $4n\hbar k_{av}$, а компоненти з номером $2n+1$ — у стані $|3\rangle$ з z-компонентою імпульсу $2(2n+1)\hbar k_{av}$:

$$\begin{aligned}
C_1(z,t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{2n}(t) e^{i\Phi_{2n}} \langle z|4n\rangle,\\
C_3(z,t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{2n+1}(t) e^{i\Phi_{2n+1}} \langle z|2(2n+1)\rangle.
\end{aligned} \tag{4.36}$$

Очевидно, без порушення загальності фази в (4.36) можна вважати довільними. Обираючи їх у вигляді

$$\begin{aligned}\Phi_{2n} &= n\,(\phi_2-\phi_1+\phi_4-\phi_3)+\tfrac{1}{2}\,(\delta_0-2n\delta_d)\,t\,,\\ \Phi_{2n+1} &= \Phi_{2n}-\tfrac{1}{2}\,(\phi_2+\phi_1-\phi_4-\phi_3)-\delta_0 t\,,\end{aligned} \tag{4.37}$$

де

$$\delta_0=\tfrac{1}{2}\,(\delta_4-\delta_1+\delta_3-\delta_2)\ , \qquad \delta_d=\delta_4-\delta_1-\delta_3+\delta_2\,. \tag{4.38}$$

З (4.33) та (4.34) отримаємо

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B}(t)=H^M\boldsymbol{B}(t)\,. \tag{4.39}$$

Тут ненульові матричні елементи H^M записуються так:

$$\begin{aligned}
H^M_{2n,2n-1} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_2\Omega_3^*}{i\gamma-2\Delta_{23}}\right)\,,\\
H^M_{2n,2n} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{|\Omega_1|^2}{i\gamma-2\Delta_{14}}+\frac{|\Omega_2|^2}{i\gamma-2\Delta_{23}}+\delta_0-n\delta_d\right)\,,\\
H^M_{2n,2n+1} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_1\Omega_4^*}{i\gamma-2\Delta_{14}}\right)\,,\\
H^M_{2n+1,2n} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_1^*\Omega_4}{i\gamma-2\Delta_{14}}\right)\,,\\
H^M_{2n+1,2n+1} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{|\Omega_3|^2}{i\gamma-2\Delta_{23}}+\frac{|\Omega_4|^2}{i\gamma-2\Delta_{14}}-\delta_0-\frac{1}{2}\,(2n+1)\,\delta_d\right)\,,\\
H^M_{2n+1,2n+2} &= \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Omega_2^*\Omega_3}{i\gamma-2\Delta_{23}}\right)\,.
\end{aligned} \tag{4.40}$$

Як неважко бачити з (4.39) і (4.40), у випадку, коли величиною γ можна знехтувати і умова (4.32) виконана, реалізується ефективна дворівнева схема взаємодії атома з двома “двофотонними” світловими імпульсами. Відповідні частоти Рабі становлять $\Omega_{14}=\frac{1}{4}\Omega_1\Omega_4/\Delta_{14}$ та $\Omega_{23}=\frac{1}{4}\Omega_2\Omega_3/\Delta_{23}$. Кожний з цих ефективних світлових імпульсів викликає перехід між станами $|1\rangle$ та $|3\rangle$ зі зміною імпульсу атома на $2\hbar k_{av}$. Якщо

$$\max(\Omega_{14},\Omega_{23})\tau_{int}\gg 1\,, \tag{4.41}$$

то, аналогічно взаємодії дворівневого атома з біхроматичним полем зустрічних світлових імпульсів, розглянутої у параграфі 4.1, можна чекати передачі імпульсу, кратного $2\hbar k_{av}$, від поля до атома.

Спонтанне випромінювання призводить до появи в гамільтоніані (4.40) уявних частин. Ними можна знехтувати, якщо

$$\max(\gamma_1, \gamma_3)\tau_{int} \ll 1\,, \tag{4.42}$$

де

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \frac{\gamma}{4}\left(\frac{|\Omega_1|^2}{\Delta_{14}^2 + \frac{1}{4}\gamma^2} + \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta_{23}^2 + \frac{1}{4}\gamma^2}\right)\,,\\ \gamma_3 &= \frac{\gamma}{4}\left(\frac{|\Omega_3|^2}{\Delta_{23}^2 + \frac{1}{4}\gamma^2} + \frac{|\Omega_4|^2}{\Delta_{14}^2 + \frac{1}{4}\gamma^2}\right)\,.\end{aligned} \tag{4.43}$$

Необхідну умову одночасного виконання критеріїв (4.41) та (4.42)

$$\max(|\Delta_{14}|, |\Delta_{23}|) \gg \gamma \tag{4.44}$$

надалі будемо вважати виконаною. Щоб залишити значення критерію (4.42) незмінним при зростанні напруженості лазерних імпульсів, необхідно одночасно збільшувати у тій же пропорції Δ_{14} і Δ_{23}.

4.2.1.4. Ч и с е л ь н е м о д е л ю в а н н я . Вважаємо, що до початку взаємодії з полем $B_0 = 1$, решта B_n дорівнюють нулю. Розглянемо імпульси

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_1), \quad \Omega_2 = \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_2),\\ \Omega_3 &= \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_3), \quad \Omega_4 = \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_4),\end{aligned} \tag{4.45}$$

де t_j, $j = 1, \ldots, 4$ — моменти часу, коли j-й імпульс досягає максимуму, $\mathcal{S}_2$ визначається виразом

$$\mathcal{S}_2(t) = \begin{cases}\cos^2(\pi t/\tau)\,, & \text{за умови } |t| \le \tau/2,\\ 0, & \text{за умови } |t| > \tau/2.\end{cases} \tag{4.46}$$

Усі імпульси мають однакову тривалість τ. Будемо вважати також, що

$$\Delta_{23} = -\Delta_{14} = \Delta_0. \tag{4.47}$$

Обрані величини Δ_{14}, Δ_{23} визначають частоти Рабі двофотонних переходів Ω_{14}, Ω_{23} з максимальним значенням:

$$\Omega_m = \frac{\Omega_0^2}{4\Delta_0} \tag{4.48}$$

та величини штарківських зсувів станів $|1\rangle$ та $|3\rangle$:

$$\Delta_{S1} = -\frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta_{14}} - \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta_{23}}, \qquad \Delta_{S3} = -\frac{|\Omega_3|^2}{4\Delta_{23}} - \frac{|\Omega_4|^2}{4\Delta_{14}}. \tag{4.49}$$

На перенесення населеності між станами атома впливає як відносна часова затримка Ω_{14}, Ω_{23}, так і змінний у часі штарківський зсув частоти переходів. Вплив останнього фактора на перенесення населеності у дворівневому атомі досліджувався раніше в праці [104]. Щоб розділити вплив цих факторів, ми розглянемо два різні випадки взаємодії світлових імпульсів з атомом.

4.2.1.5. Зсунуті у часі двофотонні переходи. Нехай

$$t_1 = t_4 = t_d/2, \qquad t_2 = t_3 = -t_d/2. \tag{4.50}$$

За цих умов $\Delta_{S1} = \Delta_{S3}$ і штарківський зсув не впливає на перенесення населеності і передачу імпульсу, що максимально наближає цей випадок до проаналізованого в параграфі 4.1.

На рис. 81 наведено залежності середньої z-компоненти імпульсу атома у стані $|1\rangle$ після взаємодії атома з полем (спочатку вона дорівнювала нулю):

$$p_1 = \frac{2\hbar k_{av}}{n_1} \sum_{j=-\infty}^{\infty} 2j|B_{2j}|^2, \tag{4.51}$$

де

$$n_1 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} |B_{2j}|^2 \tag{4.52}$$

це сумарна населеність станів $|1\rangle$ та $|3\rangle$, і середньоквадратичного відхилення z-компоненти імпульсу атома від її середнього значення:

$$\Delta p_1 = \sqrt{\frac{4\hbar^2 k_{av}^2}{n_1} \sum_{j=-\infty}^{\infty} (2j)^2|B_{2j}|^2 - p_1^2} \tag{4.53}$$

від Ω_0/δ_d для імпульсів різної тривалості. Залежність $p_1(\Omega_0/\delta_d)$ має сходинкоподібний характер зі значним зменшенням Δp_1 у області сходинок. Збільшення тривалості взаємодії атома з полем зменшує неадіабатичність взаємодії, що призводить як до зменшення Δp_1 у області

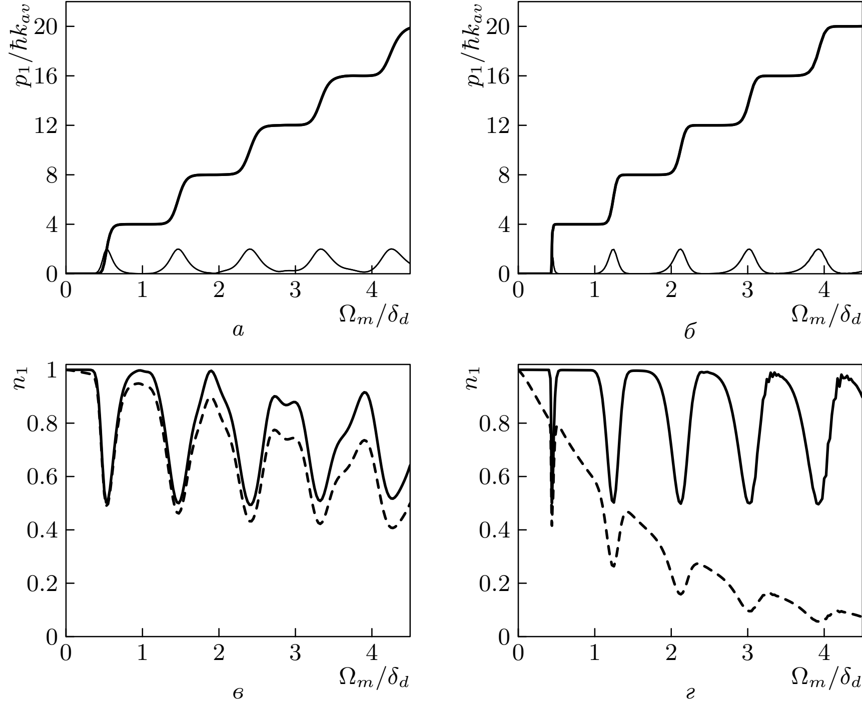


Рис. 81. Залежність середньої зміни імпульсу атома (товсті лінії) та середньоквадратичного відхилення від середньої зміни імпульсу в одиницях імпульсу фотона $\hbar k$ (тонкі лінії) для атомів у стані $|1\rangle$ (*а, б*) та населеності стану $|1\rangle$ (*а, б*) після взаємодії з послідовністю світлових імпульсів вигляду (4.45), (4.50) від відношення максимальної двофотонної частоти Рабі до різниці двофотонних відстроювань 1, 4 та 2, 3 пар імпульсів. Параметри: $t_d = 0{,}4\tau$, $\delta_0 = 0$; *а*) $\delta_d\tau = 200$ (*а, в*), $\delta_d\tau = 2000$ (*б, г*). Суцільна лінія — $\gamma = 0$, штрихова — $\gamma/\Delta_0 = 0{,}0002$

сходинок, так і до збільшення ширини цих сходинок. Мале значення $\Delta p_1 \ll \hbar k_{av}$ в межах сходинок означає, що z-компонента імпульсу практично всіх атомів у стані $|1\rangle$ змінюється на $p_1 = 0$, $4\hbar k_{av}$, $8\hbar k_{av}$, $12\hbar k_{av}$, ..., кратну $4\hbar k_{av}$.

Як видно з рисунка, спонтанне випромінювання практично не впливає на переданий атому імпульс та його середньоквадратичне відхилення від середнього значення (криві за наявності та відсутності релаксації на рис. 81, *а* та 81, *б* розрізнити неможливо). У той же час зменшення населеності основного стану при тих же значеннях γ може бути суттєвим (рис. 81, *в* та 81, *г*). Це й зрозуміло: в проаналізованій моделі, яка не враховує спонтанні переходи у стани $|1\rangle$ і $|3\rangle$, спонтанне випромінювання виводить атоми із взаємодії з полем, не змінюючи

функцію розподілу атомів за імпульсами у станах $|1\rangle$ і $|3\rangle$. Середнє значення z-компоненти імпульсу атома у стані $|3\rangle$:

$$p_3 = \frac{2\hbar k_{av}}{n_3} \sum_{j=-\infty}^{\infty} (2j+1) |B_{2j}|^2, \tag{4.54}$$

і середньоквадратичне відхилення від середнього

$$\Delta p_3 = \sqrt{\frac{4\hbar^2 k_{av}^2}{n_3} \sum_{j=-\infty}^{\infty} (2j+1)^2 |B_{2j+1}|^2 - p_3^2}, \tag{4.55}$$

де

$$n_3 = \sum_{j=-\infty}^{\infty} |B_{2j+1}|^2 \tag{4.56}$$

це населеність стану $|3\rangle$, з великою точністю дорівнюють відповідно нулю та $2\hbar k$. У розподілі атомів у стані $|3\rangle$ за імпульсами для вказаних на рисунку параметрів наявні два яскраво виражених максимуми: при $+2\hbar k$ і $-2\hbar k$.

Зазначимо, що значення лівої частини критерію (4.42) при великих Ω_m/δ_d для штрихової лінії на рис. 81, *в* становить 0,2, а на рис. 81, *г* — 2 (для оцінки ми взяли $\tau_{int} = \tau$), що відповідає малому впливу спонтанного випромінювання на перенесення населеності й передачі імпульсу у першому випадку і помітному зменшенню сумарної кількості атомів у стані $|1\rangle$ у другому.

Сходинкоподібну залежність переданого атому імпульсу від частот Рабі можна зрозуміти з аналізу власних значень гамільтоніана (4.40). До початку і після взаємодії зі світловими імпульсами квазіенергії адіабатичних станів, що відповідають стану $|1\rangle$ атома, мають вигляд

$$\hbar\varpi_{2n} = \frac{1}{2}\hbar\delta_0 - \frac{n}{2}\hbar\delta_d. \tag{4.57}$$

Квазіенергії ж тих станів, що до початку і після взаємодії з полем світлових імпульсів відповідають стану $|3\rangle$ атома, визначаються так:

$$\hbar\varpi_{2n+1} = -\frac{1}{2}\hbar\delta_0 - \frac{2n+1}{4}\hbar\delta_d. \tag{4.58}$$

Якщо квазіенергія адіабатичного стану, яка на початку взаємодії збігається з $\hbar\varpi_0$, лежить досить далеко від квазіенергій інших адіабатичних станів і після закінчення взаємодії збігається з $\hbar\varpi_n$, можна чекати зміни z-компоненти імпульсу атома на $2n\hbar k_{av}$.

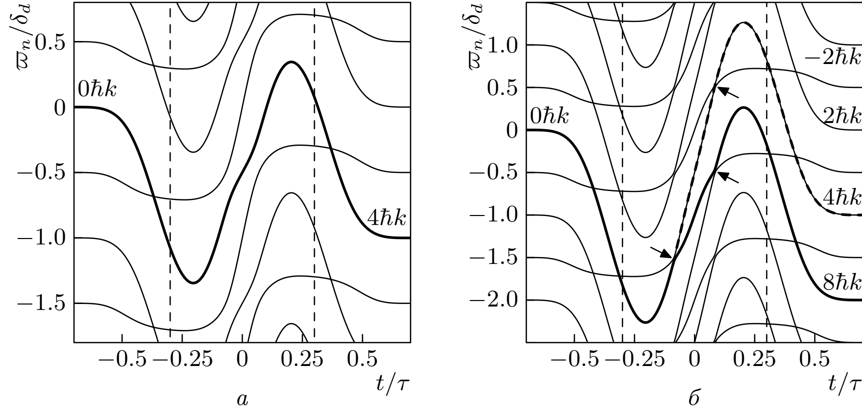


Рис. 82. Залежність квазіенергій адіабатичних станів гамільтоніана (4.40) в одиницях $\hbar\delta_d$ від часу для полів вигляду (4.45), (4.50). Параметри: $t_d = 0{,}4\tau$, $\gamma = 0$, $\delta_0 = 0$; $\Omega/\delta_d = 0{,}78125$ (*а*), $\Omega/\delta_d = 1{,}25$ (*б*), Вертикальними лініями позначено початок і кінець часового інтервалу, в межах якого на атом одночасно діють всі чотири світлові імпульси

На рис. 82, *а* показано залежність квазіенергій адіабатичних станів $\hbar\varpi_n$ від часу для параметрів, що забезпечують передачу атому імпульсу $4\hbar k_{av}$. Квазіенергія адіабатичного стану, що відповідає атому в основному стані з нульовою проекцією імпульсу на початку взаємодії з полем, показана товстою лінією. Оскільки атом взаємодіє спочатку з парою імпульсів 2 і 3, то полем, як видно з гамільтоніана (4.40), можуть бути пов'язані лише пари амплітуд B_{2n}, B_{2n-1}. Цим парам відповідають пари адіабатичних станів, що до початку взаємодії атома з полем мають квазіенергії

$$\hbar\varpi_{2n} = \frac{1}{2}\hbar\delta_0 - \frac{n}{2}\hbar\delta_d \tag{4.59}$$

та

$$\hbar\varpi_{2n-1} = -\frac{1}{2}\hbar\delta_0 - \frac{2n-1}{2}\hbar\delta_d, \tag{4.60}$$

і тільки в межах цих діад можлива зміна стану атома. Оскільки різниця відповідних квазіенергії значно більша ніж $\hbar/\tau$, атом залишається у початковому адіабатичному стані, квазіенергія якого позначена товстою лінією. Перетин графіка цієї квазіенергії близько $t = -0{,}35\tau$ з графіком іншої квазіенергії, яка належить іншій пов'язаній між собою полем світлових імпульсів парі адіабатичних станів, не призводить до зміни стану атома. З цієї ж причини не призводить до зміни стану

атома і перетин графіків квазіенергій біля $t = +0{,}35\tau$. Як видно з рисунка, після закінчення взаємодії атома з полем він перебуває у стані, що відповідає квазіенергії $\hbar\varpi_4 = -\hbar\delta_d$, тобто z-компонента імпульсу атома змінюється на $4\hbar k_{av}$.

Зі зростанням напруженості поля лазерних імпульсів взаємне розташування кривих, що зображають часову залежність квазіенергій, змінюється. З'являється новий їх перетин в області зліва від першої вертикальної лінії. На рис. 82, *б* показано це для $\Omega_0/\delta_d = 1{,}25$. З рис. 81, *а* видно, що при цьому значенні Ω_0/δ_d і $\delta_d\tau = 200$ середнє значення z-компоненти імпульсу атома у стані $|1\rangle$ змінюється на $4\hbar k_{av}$. Збільшення $\delta_d\tau$ до 2000 призводить до проміжного між $4\hbar k_{av}$ і $8\hbar k_{av}$ значення z-компоненти імпульсу (рис. 81, *б*), а середньоквадратичне відхилення за цих умов наближається до максимального $2\hbar k_{av}$. Подальше збільшення тривалості взаємодії атома з полем призводить до зміни середнього значення z-компоненти імпульсу атома у стані $|1\rangle$ на $8\hbar k_{av}$ і зменшення середньоквадратичного відхилення до величини, значно меншої за $\hbar k_{av}$. Причину цього легко зрозуміти з аналізу поданих на рис. 82, *б* залежностей квазіенергій від часу. Тут на відміну від рис. 82, *а* не спостерігається зближення без перетину кривих квазіенергій. На ділянках цих зближень можливі переходи Ландау—Зінера між різними адіабатичними станами з певною імовірністю P, однаковою у всіх позначених ділянках. Ця імовірність експоненціально залежить від часу проходження зближення, і зі збільшенням тривалості імпульсів вона змінюється від одиниці до нуля. Звідси випливає, що за умови (4.41) для не дуже довгих імпульсів з плином часу стан атома змінюється вздовж суцільної лінії до моменту, позначеного першою стрілкою. Тут відбувається перехід Ландау—Зінера з близькою до одиниці імовірністю, і далі стан атома змінюється вздовж штрихової лінії. При цьому з невеликою імовірністю $1 - P$ заселяється метастабільний стан $|3\rangle$ атома зі значення z-компоненти імпульсу $+2\hbar k_{av}$. Наступний перехід Ландау—Зінера призводить в основному до подальшого руху атома вздовж штрихової лінії і заселення з невеликою імовірністю метастабільного стану $|3\rangle$ атома зі значенням z-компоненти імпульсу $-2\hbar k_{av}$. Як наслідок, атом з близькою до одиниці імовірністю переходить у стан $|1\rangle$ зі значенням z-компоненти імпульсу $+4\hbar k_{av}$. Зі збільшенням тривалості взаємодії атома з полем імовірність переходу Ландау—Зінера прямує до нуля, і атом весь час перебуває в адіабатичному стані з квазіенергією, показаною суцільною товстою лінією. Як наслідок, атом повертається у стан $|1\rangle$ зі зміною z-компоненти імпульсу на $+8\hbar k_{av}$. Таким чином, збільшення тривалості взаємодії з полем повинно призвести до зсуву сходинок на залежності p_1 від Ω_0/δ_d вліво, що легко побачити, порівнявши рис. 81, *а* і 81, *б*.

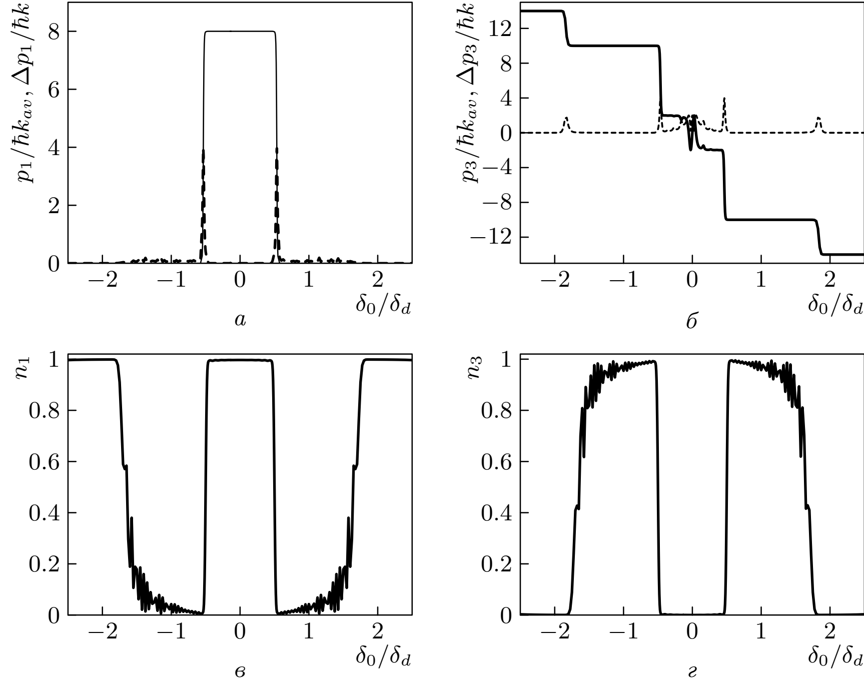


Рис. 83. Залежність зміни середнього значення z-компоненти імпульсу атома в станах $|1\rangle$ (*а*) і $|3\rangle$ (*б*) (суцільна лінія) та середньоквадратичного відхилення від середньої зміни імпульсу в одиницях імпульсу фотона $\hbar k_{av}$ (штрихова лінія), а також населеності станів $|1\rangle$ (*в*) і $|3\rangle$ (*г*) після взаємодії з полями вигляду (4.45), (4.50) від відношення середнього двофотонного відстроювання до різниці двофотонних відстроювань δ_0/δ_d. Параметри: $\Omega/\delta_d = 1{,}55$, $t_d = 0{,}4\tau$, $\delta_d\tau = 2000$

На рис. 83 показано залежності середнього значення z-компоненти переданого атому імпульсу та її середньоквадратичного відхилення від середнього значення в станах $|1\rangle$ і $|3\rangle$, а також населеностей цих станів від δ_0/δ_d. Для середнього двофотонного відстроювання в межах

$$-\frac{1}{2}\delta_d < \delta_0 < \frac{1}{2}\delta_d \tag{4.61}$$

атому передається імпульс $8\hbar k_{av}$, при цьому населеність стану $|3\rangle$ мала, а стану $|1\rangle$ близька до одиниці. За цими межами у досить широкому інтервалі атому передається імпульс $10\hbar k_{av}$ (у різних напрямах) і заселяється в основному стан $|3\rangle$. Зазначимо, що, як це було показано для дворівневої моделі атома [184], крім відповідного відстроювання δ_0, зміни стану атома можна досягти і за умови $\delta_0 = 0$, але різної амплітуди лазерних імпульсів, що діють на атом.

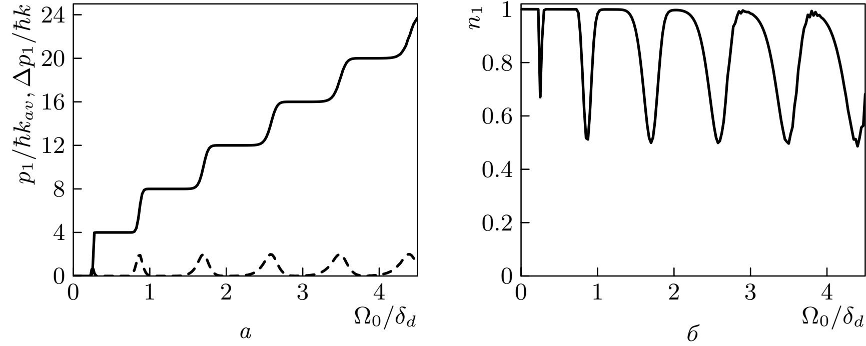


Рис. 84. Залежність середньої зміни імпульсу атома (суцільна лінія) і середньоквадратичного відхилення від середньої зміни імпульсу в одиницях $\hbar k_{av}$ (штрихова лінія) (*а*), а також населеності стану $|1\rangle$ (*б*) після взаємодії з послідовністю світлових імпульсів вигляду (4.45), (4.50) від відношення максимальної двофотонної частоти Рабі до різниці двофотонних відстроювань 1, 4 та 2, 3 пар імпульсів. Параметри: $\delta_d \tau = 2000$, $t_d = 0{,}4\tau$, $\delta_0 = 0$, $\gamma = 0$

4.2.1.6. Двофотонні переходи, які збігаються у часі. Розглянемо тепер послідовність світлових імпульсів, для якої

$$t_1 = t_3 = t_d/2, \qquad t_2 = t_4 = -t_d/2, \tag{4.62}$$

так що $\Omega_{14} = \Omega_{23}$ і часова затримка між двофотонними частотами Рабі відсутня. Цей випадок якісно відмінний від дворівневої схеми у полі двох зустрічних імпульсів, розглянутої в параграфі 4.1, де часова затримка імпульсів є необхідною умовою передачі атому імпульсу з малою дисперсією, проте залежний від часу штарківський зсув, різний для станів $|1\rangle$ та $|3\rangle$, робить можливим передачу атому значного імпульсу з малою дисперсією і для часової послідовності імпульсів, яка описується (4.62).

Вважаємо, що критерій (4.42) виконано, так що спонтанним випромінювання зі збудженого стану можна знехтувати. На рис. 84 наведено зміну середнього значення z-компоненти імпульсу та її середньоквадратичного відхилення від середнього значення атома у стані $|1\rangle$ і населеності цього стану залежно від Ω_0/δ_d для послідовності імпульсів (4.45), (4.62). Аналогічні залежності для атома у стані $|3\rangle$ на рисунку не показано; відповідні значення дорівнюють $p_3 = 0$, $\Delta p_3 = 2\hbar k_{av}$. Залежність $p_1(\Omega_0/\delta_d)$ сходинкоподібна зі значним зменшенням Δp_1 у межах сходинок. Таким чином, наявність різного динамічного штарківського зсуву енергій станів $|1\rangle$ та $|3\rangle$ відіграє ту саму роль, що і затримка в часі між імпульсами. Це цілком природно: поля пари 1, 4 імпульсів та пари 2, 3 імпульсів мають різне двофотонне відстроювання від резонансу, і монотонна зміна з часом різниці штарківських

зсувів $|1\rangle$ та $|3\rangle$ станів (див. рис. 85) створює неоднакові умови для взаємодії цих імпульсів з атомом — ця взаємодія спочатку інтенсивніша для однієї пари полів, а в кінці взаємодії з полями — для іншої пари полів. Отже, якісно процес взаємодії виглядає так само, як і для послідовності імпульсів (4.45), (4.50).

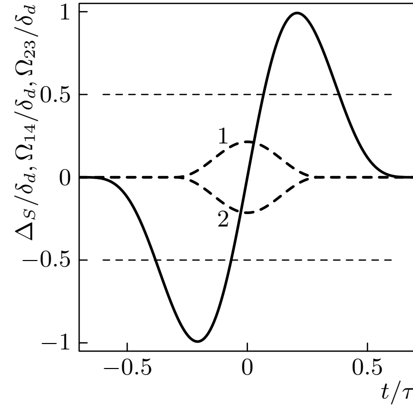


Рис. 85. Залежність різниці штарківських зсувів $\Delta_S = \Delta_{S1} - \Delta_{S3}$ станів $|1\rangle$ і $|3\rangle$ (суцільна лінія) та двофотонних частоти Рабі (штрихова лінія) Ω_{14} (крива 1) і Ω_{23} (крива 2) від часу в одиницях δ_d. Параметри відповідають першій сходинці на рис. 84: $t_d = 0{,}4\tau$, $\delta_0 = 0$, $\Omega_0/\delta_d = 0{,}5$. Перетини суцільної лінії з штриховими прямими відповідають двофотонному резонансу з 1, 4 чи 2, 3 парою імпульсів

4.2.2. Випадок малої різниці енергій метастабільних станів. Тепер розглянемо випадок, коли різниця енергій метастабільних станів (у одиницях частоти) близька до частот Рабі полів лазерних імпульсів, що діють на атом. У цьому разі атом у будь-якому з метастабільних станів взаємодіє з кожним з лазерних імпульсів (якщо цьому не перешкоджають правила відбору), що дозволяє обмежитися, як і у випадку дворівневого атома, розглянутого у параграфі 4.1, двома лазерними імпульсами 1, 2 для передачі атому значного імпульсу (див. рис. 86). Зазначимо, що випадок поширення лазерних імпульсів у одному напрямі, коли передача імпульсу від поля до атома неможлива, для близьких енергій метастабільних станів розглядався в праці [186].

Імпульс, що поширюється у додатному напрямі осі OZ, зумовлює переходи $1 \leftrightarrow 2$ з частотою Рабі Ω_1 та $2 \leftrightarrow 3$ з частотою Рабі Ω_3. Частоти Рабі Ω_2, Ω_4 відносяться до переходів $1 \leftrightarrow 2$, $2 \leftrightarrow 3$, зумовлених імпульсом, що поширюється у від'ємному напрямі осі OZ. Взаємодія атома з полем описується рівняннями (4.25), (4.26) з додатковими умовами: 1) часова залежність Ω_3 повторює (з точністю до множника) часову залежність Ω_1; те саме стосується і співвідношення Ω_2 і Ω_4 та фаз $\phi_1 = \phi_3$, $\phi_2 = \phi_4$; 2) відстроювання δ_1, δ_2, δ_3, δ_4 пов'язані співвідношенням

$$\delta_1 - \delta_3 = \delta_2 - \delta_4 = S, \tag{4.63}$$

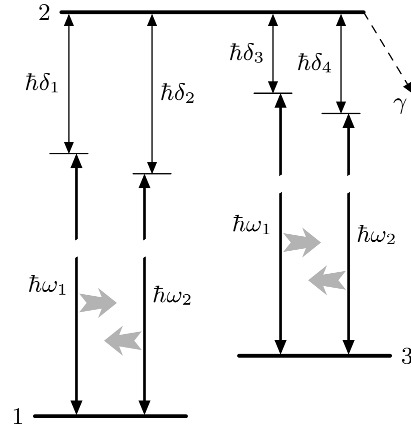


Рис. 86. Схема взаємодії трирівневого атома з двома лазерними імпульсами. Горизонтальними стрілками позначено напрями поширення імпульсів, ω_j, $j = 1, 2$, δ_j, $j = 1, \ldots, 4$ — несучі частоти імпульсів та їх відстроювання від відповідних частот переходів у атомі

де $S = (W_3 - W_1)/\hbar$; 3) оскільки $W_3 - W_1 \ll W_2 - W_1$, різницею хвильових векторів зустрічних хвиль знехтуємо і покладемо $k_j = k$, $j = 1, \ldots, 4$.

Переходячи до імпульсного представлення, в (4.25) приймаємо

$$C_j(z,t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{j,n}(t) e^{i\Phi_{j,n}(t)} \langle z|n\rangle. \tag{4.64}$$

Тут $\langle z|n\rangle = \exp(inkz)$, $j = 1, 2, 3$. Обираючи фази в (4.64) у вигляді

$$\begin{aligned}
\Phi_{2,n} &= \frac{n}{2}(\phi_2 - \phi_1) + \frac{1}{2}(\delta_1 - \delta_2)nt,\\
\Phi_{1,n} &= \Phi_{2,n+1}(t) + \phi_1 - \delta_1 t,\\
\Phi_{3,n} &= \Phi_{2,n+1}(t) + \phi_1 + (S - \delta_1)t,
\end{aligned} \tag{4.65}$$

з (4.25) отримуємо

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_{1,n}}{\partial t} &= \frac{i}{2}[\delta_2(n+1) - \delta_1(n-1)]A_{1,n} - \frac{i}{2}\Omega_1 A_{2,n+1} - \frac{i}{2}\Omega_2 A_{2,n-1},\\
\frac{\partial A_{2,n}}{\partial t} &= \frac{i}{2}[\delta_2 n - \delta_1 n + i\gamma]A_{2,n} - \frac{i}{2}\Omega_1^* A_{1,n-1} -\\
&\quad - \frac{i}{2}\Omega_2^* A_{1,n+1} - \frac{i}{2}\Omega_3^* A_{3,n-1} - \frac{i}{2}\Omega_4^* A_{3,n+1},\\
\frac{\partial A_{3,n}}{\partial t} &= \frac{i}{2}[\delta_2(n+1) - \delta_1(n-1) - 2S]A_{3,n} - \frac{i}{2}\Omega_3 A_{2,n+1} - \frac{i}{2}\Omega_4 A_{2,n-1}.
\end{aligned} \tag{4.66}$$

Прикладом реалізації схеми взаємодії атома з полем, яка тут розглядається, може бути трирівневий атом, метастабільний стан якого характеризується повним моментом $J = 1$, а збуджений стан — повним моментом $J = 0$. Магнітне поле, направлене вздовж осі OZ, знімає виродження рівнів з різними проекціями моменту M на вісь OZ, так що частоти переходів між станами $M = 0$ $(J = 0)$ та станами з $M = 1$ та $M = -1$ $(J = 1)$ розрізняються на S. Переходи $J = 0, M = 0 \to J = 1, M = 0$ заборонені, і таким чином реалізується трирівнева схема взаємодії атома з полем. Якщо світлові імпульси

лінійно поляризовані, то кожен з них з однаковою частотою Рабі викликає обидва можливі переходи в атомі.

Розглянемо залежність переданого атому імпульсу від затримки між світловими імпульсами, чекаючи, у світлі викладеного вище, і у цьому разі її сходинкоподібного вигляду. Для чисельного дослідження оберемо частоти Рабі у вигляді

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_d/2), \quad \Omega_2 = \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t + t_d/2), \\ \Omega_3 &= \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t - t_d/2), \quad \Omega_4 = \Omega_0\, \mathcal{S}_2(t + t_d/2), \end{aligned} \tag{4.67}$$

де $\mathcal{S}_2$ визначається виразом

$$\mathcal{S}_2(t) = \begin{cases} \cos^2(\pi t/\tau), & \text{за умови } |t| \le \tau/2, \\ 0, & \text{за умови } |t| > \tau/2, \end{cases} \tag{4.68}$$

амплітуду частот Рабі $\Omega_m = 2S$, невеликі порівняно з S відстроювання $\delta_1 = \frac{1}{4}S$, $\delta_2 = \frac{3}{4}S$, що дають $\delta_3 = -\frac{3}{4}S$, $\delta_4 = -\frac{1}{4}S$ відповідно до з (4.63). Тривалість імпульсів оберемо досить великою — $S\tau = 2000$, що забезпечує адіабатичну взаємодію атома з полем. Як видно з рис. 87, на

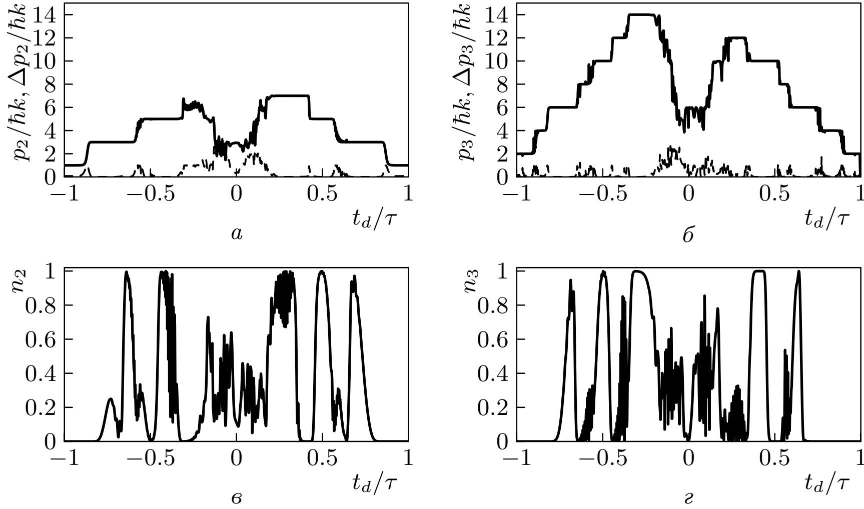


Рис. 87. Залежність зміни середнього значення z-компоненти імпульсу атома, його середньоквадратичного відхилення від середнього значення (в одиницях імпульсу фотона $\hbar k$) для атомів у станах $|2\rangle$ (*а*), $|3\rangle$ (*б*) і населеності цих станів (*в, г*) після взаємодії з полями вигляду (4.45), (4.62) від затримки між імпульсами за умови відсутності спонтанного випромінювання зі збудженого стану під час дії імпульсів. Параметри імпульсів і відстроювання наведені у тексті

залежності p_j в станах $|j\rangle$, $j = 2, 3$ і Δp_j від затримки між імпульсами t_d спостерігається ряд плато, де p_j практично не залежить від затримки і $\Delta p_j \ll \hbar k$. На цьому ж рисунку показано залежності населеностей станів $|2\rangle$ і $|3\rangle$ від t_d. Відзначимо, що сходинкоподібна залежність переданого атому імпульсу від часу затримки між імпульсами спостерігається тільки для атомів, які унаслідок взаємодії з полем перейшли у стани $|2\rangle$ і $|3\rangle$.

4.3. Передача механічного моменту молекулі при адіабатичному переносі населеності по магнітних підрівнях молекул

У процесі здійснення відхилення молекулярного пучка зі зміною поперечного імпульсу приблизно на $20\hbar k$, де $\hbar k$ — імпульс фотона, в полі послідовності зустрічних імпульсів (див. розділ 3 і працю [174]) було встановлено, що приблизно 97% молекул, що заселяли нижній робочий рівень, було втрачено внаслідок спонтанних переходів з верхнього робочого рівня.

Як відомо, негативна роль спонтанного випромінювання може бути істотно зменшена при адіабатичному переносі заселеностей (СТИРАП) у трирівневій Λ-схемі між двома нижніми рівнями $1 \to 3$ у полі імпульсів, що частково перекриваються, оскільки верхній рівень 2 при цьому практично не заселяється [73, 109, 187, 188]. При цьому суттєво, що на атом чи молекулу спочатку діє світлове поле, резонансне переходу між початково незаселеними енергетичними рівнями 2 і 3 (стоксів імпульс), а поле, резонансне переходу між рівнями 1 і 2 (імпульс накачки), прикладається із затримкою у часі відносно першого. Суттєво, що імпульси світлового поля частково перекриваються. Як наслідок, після того, як дія обох імпульсів закінчиться, практично всі атоми будуть переведені на рівень 3 (фізичні основи СТИРАП детально обговорюються у п. 1.1.5).

Умовами формування такого “непоглинаючого” (оскільки рівень 2 не заселяється) стану є $(dE_0/\hbar)\tau \gg 1$ та $(dE_0/\hbar)^2\tau\tau_{sp} \gg 1$, де τ — тривалість імпульсів, E_0 — їх амплітуди, d — дипольні моменти переходів $1 \to 2$ та $3 \to 2$, τ_{sp} — час життя молекули на рівні 2 [189]. На прикладі селективного заселення одного з коливально-обертальних рівнів молекул Na_2 цей метод було продемонстровано експериментально в працях [110, 190], NO — в [191, 192], причому в останньому випадку ефективність переносу заселеності між двома коливально-обертальними рівнями основного електронного стану молекули NO по суті досягала 100 %. У випадку, коли лазерні імпульси, резонансні переходам $1 \to 2$

та $3 \to 2$, поширюються у протилежних напрямах, атом (чи молекула) після переходу зі стану 1 у стан 3 змінює свій імпульс на $2\hbar k$. Якщо атомний пучок проходить кілька зон взаємодії з частково перекритими зустрічними лазерними пучками, зміна поперечного імпульсу і відповідно відхилення пучка можуть бути помітно збільшені [65]. Була зареєстрована зміна поперечного імпульсу на $4\hbar k$ та $6\hbar k$ при дво- та трикратній взаємодії з частково перекритими лазерними пучками пучка атомів метастабільного He [193]. Ще цікавіші такі багаторівневі системи, які можна уявити у вигляді ланцюжка трирівневих Λ-схем. У таких системах досягається значно більша передача імпульсу вже після одноразової взаємодії з парою зустрічних імпульсів (чи однократного перетину частково перекритих лазерних пучків, коли мова йде про відхилення атомного чи молекулярного пучка) [65]. У [189] це було експериментально продемонстровано з ефективністю більше ніж 50% для пучка атомів Cs при його перетині із зустрічними циркулярно-поляризованими лазерними променями. Зміна імпульсу становила $8\hbar k$ і відповідала переходу атомів з магнітного підрівня $m = -4$ на $m = 4$. Те, що, як і в звичайній одиночній Λ-схемі, в багаторівневих системах також існують "непоглинаючі" стани, особливо важливо з точки зору їх застосування для керування рухом молекул, зокрема, для відхилення молекулярного пучка.

Далі ми розглянемо можливість адіабатичного переносу між магнітними підрівнями молекул з передачею молекулі значного імпульсу [69]. Числові розрахунки зробимо для молекули Na_2 ($X \to B$ — електронного переходу). Як правило, найбільше заселені обертальні рівні, квантове число яких становить порядку кількох десятків. Тому можна, в принципі, очікувати зміни імпульсу молекули приблизно на $100\hbar k$, причому практично всі молекули, які залишаються на поглинаючому світло обертальному рівні j після взаємодії з полем, будуть перебувати на одному магнітному підрівні з $m = j$.

Розглянемо молекулу в основному електронному стані на коливальному рівні v'' і обертальному j, яка взаємодіє з двома зустрічними світловими імпульсами циркулярної поляризації:

$$\begin{aligned} E_+(t) &= E_S(t)\cos(kx + \omega t) \\ E_-(t) &= E_P(t)\cos(kx - \omega t), \end{aligned} \tag{4.69}$$

причому їх частота резонансна частоті переходу на коливально-обертальний рівень електронно-збудженого стану, що характеризується коливальним v' та обертальним j' квантовими числами. Для того щоб між магнітними підрівнями міг існувати ланцюжок Λ-переходів, очевидно, необхідно виконання умови $j' \le j$, тобто адіабатичне перенесення заселеності можливе лише для $Q(j' = j)$ та $P(j' = j - 1)$-гілок.

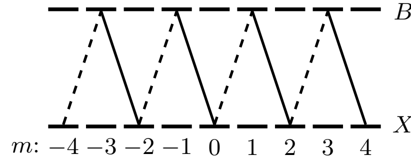


Рис. 88. Схема рівнів Q-гілки для $j = 4$. Суцільною лінією позначено переходи, зумовлені полем E_+ (воно першим починає діяти на молекулу), штриховою — полем E_-. Показано лише переходи, які беруть участь у формуванні "темного" стану

Індекси P (накачка, "Pump") і S (стоксів імпульс, "Stokes") відповідають традиції позначення світлових імпульсів у теорії стимульованого раманівського адіабатичного проходження — першим на атом чи молекулу діє стоксів імпульс, другим — імпульс накачки [73].

При цьому молекула, що була на магнітному підрівні $m = -j$, переходить на підрівень $m = j$ із відповідною зміною імпульсу на $2j\hbar k$ (рис. 88). Усі інші молекули, які спочатку не знаходились на рівні $m = -j$ для Q і P-гілок та $m = -j + 1$ для P-гілки у процесі взаємодії з полем переходять у збуджений електронний стан, з якого шляхом спонтанного розпаду переважно переходять на коливальні рівні $v \neq v''$ основного електронного стану (ми вважаємо, що час взаємодії з полем помітно перевищує час життя молекули в електронно-збудженому стані, що відповідає модельованій тут експериментальній ситуації). Як наслідок, усі відхилені молекули, що залишилися на рівні v'', j, будуть перебувати на магнітному підрівні $m = j$.

Рівняння Шредінгера для амплітуд a_m, b_m, заселеностей магнітних підрівнів відповідно збудженого та основного станів у наближенні обертової хвилі мають вигляд

$$\begin{aligned} i\dot{a}_m =& \Omega_{m,m-1} b_{m-1} + \Omega_{m,m+1} b_{m+1} - \tfrac{1}{2} i\gamma a_m, \\ i\dot{b}_m =& \Omega_{m-1,m} a_{m-1} + \Omega_{m+1,m} a_{m+1}. \end{aligned} \tag{4.70}$$

Стала γ визначається часом життя молекули τ_{sp} в електронно-збудженному стані: $\gamma = \tau_{sp}^{-1}$, а частоти $\Omega_{m,m-1}$, $\Omega_{m,m+1}$ — напруженостями полів (88) і з точністю до неістотних фазових множників для $\Sigma \to \Pi$ — переходу, який чисельно аналізується далі для молекули Na_2, дорівнюють [112]:

$$\begin{aligned} \Omega_{m,m-1} =& C\frac{dE_P}{2\hbar}\begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ -m+1 & -1 & m \end{pmatrix}, \\ \Omega_{m,m+1} =& C\frac{dE_S}{2\hbar}\begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ -m-1 & 1 & m \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{4.71}$$

де

$$C = \sqrt{(2l+1)(2j'+1)}\begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ 0 & -1 & 1 \end{pmatrix}\sqrt{f_{FC}}, \tag{4.72}$$

f_{FC} — фактор Франка—Кондона, $\begin{pmatrix} \end{pmatrix}$ — $3j$-символи, d — зведений матричний елемент переходу. У (4.70) ми врахували, що в процесі спонтанного випромінювання зі збудженого стану імовірність того, що молекула повернеться на той самий коливально-обертальний рівень, мала. Крім того, ми знехтували доплерівським зсувом частоти, маючи на увазі, що максимальні значення $dE_{P,S} > j(\hbar k)^2/m_0$, де m_0 — маса молекули.

Для Q -гілки ($j' = j$) з (4.71), (4.72) маємо

$$\begin{aligned} \Omega_{m,m-1} =& \frac{dE_P}{4\hbar}\sqrt{f_{FC}}\sqrt{\frac{(j-m+1)(j+m)}{j(j+1)}}, \\ \Omega_{m,m+1} =& \frac{dE_S}{4\hbar}\sqrt{f_{FC}}\sqrt{\frac{(j+m+1)(j-m)}{j(j+1)}}, \end{aligned} \tag{4.73}$$

а для P-гілки ($j' = j-1$)

$$\begin{aligned} \Omega_{m,m-1} =& \frac{dE_P}{4\hbar}\sqrt{f_{FC}}\sqrt{\frac{(j-1)(j-m)(j-m-1)}{j(2j+1)(2j-1)}}, \\ \Omega_{m,m+1} =& \frac{dE_S}{4\hbar}\sqrt{f_{FC}}\sqrt{\frac{(j-1)(j+m)(j+m-1)}{j(2j+1)(2j-1)}}. \end{aligned} \tag{4.74}$$

Пояснимо тепер процес адіабатичного переносу заселеності по магнітних підрівнях. Якби інтенсивності діючих на молекулу полів не залежали від часу, то система (4.70) була б системою диференціальних рівнянь зі сталими коефіцієнтами, залежність розв'язків якої від часу мала б вигляд $\exp(-i\lambda t)$, де λ — корені характеристичного рівняння. Нехтуючи для спрощення спонтанним випромінюванням з верхнього рівня, наприклад, для Q-гілки ми б мали

$$\begin{aligned} \lambda a_m &= \Omega_{m,m-1} b_{m-1} + \Omega_{m,m+1} b_{m+1}, \qquad m \neq \pm j, \\ \lambda a_j &= \Omega_{j,j-1} b_{j-1}, \qquad \lambda a_{-j} = \Omega_{-j,-j+1} b_{-j+1}, \\ \lambda b_m &= \Omega_{m-1,m} a_{m-1} + \Omega_{m+1,m} a_{m+1}, \qquad m \neq \pm j, \\ \lambda b_j &= \Omega_{j-1,j} a_{j-1}, \qquad \lambda b_{-j} = \Omega_{-j+1,-j} a_{-j+1}, \end{aligned} \tag{4.75}$$

Серед усіх можливих розв'язків (4.75) нас цікавлять тільки ті, що відповідають незаселеному електронно-збудженому стану, тобто ті, для яких усі $a_m = 0$. Це можливо для розв'язку з $\lambda = 0$, оскільки тільки в цьому випадку амплітуди заселеностей магнітних підрівнів основного та збудженого електронних станів не зв'язані між собою, і якщо спочатку молекули перебували в основному електронному стані, то для розв'язку з $\lambda = 0$ при досить повільній зміні полів E_P та

E_S (за умови адіабатичності взаємодії поля з атомом) молекули на електронно-збудженому рівні так і не з'являться. Іншими словами, розв'язок з $\lambda = 0$ дає той "непоглинаючий" стан ("dark state"), про який згадувалося вище. Для формування цього стану важливою є послідовність взаємодії молекули з полями E_S та E_P. У випадку, коли першим приходить імпульс E_S (при цьому $E_P = 0$ і відповідно всі $\Omega_{m,m-1}$ дорівнюють нулю) розв'язком (4.75) є $b_{-j} = 1$ і $b_m = 0$ для $m \neq -j$. Далі зі зростанням E_P заселяються, взагалі кажучи, всі магнітні підрівні основного електронного стану тієї ж парності, що і j $(-j, -j+2, -j+4, \ldots j-2, j)$. Заселеності цих рівнів можна обчислити з рекурентного співвідношення:

$$\Omega_{m+1,m+2} b_{m+2} = -\Omega_{m+1,m} b_m. \quad (4.76)$$

Після закінчення дії поля E_+ згідно з (4.76) $b_j = 1, b_m = 0$ для $m \neq -j$, і таким чином, молекула з магнітного підрівня $m = j$ переходить на $m = j$. Відповідно змінюється і напрямлена вздовж осі OX компонента імпульсу молекули, оскільки молекула поглинає фотони, зменшуючи механічний імпульс поля E_-, а також вимушено випромінює фотони в поле імпульсу E_+, який поширюється в протилежному напрямі. Як наслідок, загальна зміна імпульсу вздовж осі OX становить $2j\hbar k$.

Негативний вплив спонтанного випромінювання з верхнього робочого рівня на процес заселеності можна завжди зменшити, використовуючи імпульси більшої інтенсивності [73]. Ті молекули, що до початку взаємодії з полем знаходились на підрівнях $m \neq -j$, перебувають у суперпозиції адіабатичних станів з $\lambda \neq 0$ і, якщо час взаємодії з полем помітно перевищує τ_{sp}, швидко переходять на інші коливальні рівні основного електронного стану.

Чисельне моделювання процесу перенесення населеності проведемо для переходу $X \to B$ в молекулі Na_2 для $v'' = 3$, $v' = 6$ (область 488 нм). Відповідний фактор Франка—Кондона дорівнює 0,07, час життя в збудженому стані — 7,5 нс, йому відповідає дипольний момент переходу 7 Д. Розрахунки проведемо для можливого експерименту з перенесенням населеності при перетині молекулярного пучка двома гауссовими лазерними променями, що частково перекриваються. При цьому зміна в часі амплітуд полів, які "бачить" молекула, описується гауссовими імпульсами:

$$E_S = E_0 \exp\left(-\left(\frac{t+t_0}{\tau}\right)^2\right), \qquad E_P = E_0 \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2\right). \quad (4.77)$$

При температурі молекул Na_2 у джерелі пучка 850 К та радіусах лазерних пучків (за інтенсивністю) 200 мкм для найімовірнішої швидкості (680 м/с) час $\tau = 0{,}42$ мкс. Таким чином, час взаємодії молекул

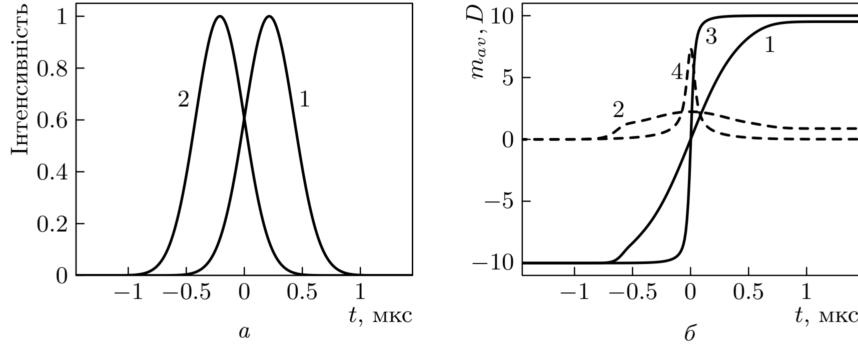


Рис. 89. Часові залежності інтенсивності I (a) поля E_- (крива 1) та E_+ (крива 2) в довільних одиницях; m_{av} (*б*) (криві 1, 3) і D (криві 2,4) для P-гілки (1,2) та Q-гілки (3,4)

з полем на два порядки перевищує час спонтанного випромінювання з B-стану, і, як наслідок, на нижньому робочому рівні можуть лишитися лише ті молекули, які перебували в "непоглинаючому" стані і відповідно отримали імпульс $2j\hbar k$ у напрямі осі OX.

На рис. 89 показана залежність середнього значення магнітного квантового числа m_{av} та дисперсії D розподілу молекул за магнітними підрівнями для Q- та P-гілок при $j = 10$, $t_0 = 0{,}5\tau$ і потужності лазерного випромінювання в кожному промені $W = 1$ Вт. Перенесення населеності в Q-гілці ефективніше (втрачається 8% молекул з тих, що були на магнітному підрівні $m = -10$, тоді як у P-гілці втрачається 44% молекул). Ефективніша при використанні Q-гілки і передача імпульсу. Звертає на себе увагу і те, що перенесення населеності в Q-гілці відбувається за коротший відрізок часу, і в процесі цього перенесення розподіл молекул за магнітними підрівнями більш розмитий. Це пов'язано з різним характером залежностей $\Omega_{m,m-1}$ та $\Omega_{m,m+1}$ від m для Q- та P-гілок: для Q-гілки вони досягають максимуму поблизу $m = 0$, в той час як для P-гілки ці максимуми існують при $m = j + 2$ та $m = j - 2$.

Щоб з'ясувати, як підвищення потужності збільшує кількість перенесених молекул завдяки сповільненню процесу релаксації "непоглинаючого" стану, було проведено розрахунки заселеності N для трьох "непоглинаючих" станів: у випадках, коли молекула спочатку перебувала на магнітному підрівні $m = -10$ для Q- та P-гілок, $m = -9$ для P-гілки (рис. 90). Як з'ясувалося, при вибраному значенні $t_0 = 0{,}5\tau$ перенесення населеності з використанням Q-гілки виявилося ефективнішим. Останнє пов'язане зі значенням відносної затримки імпульсів $2\,t_0$. На рис. 91 наведено залежність заселеності основного робочого

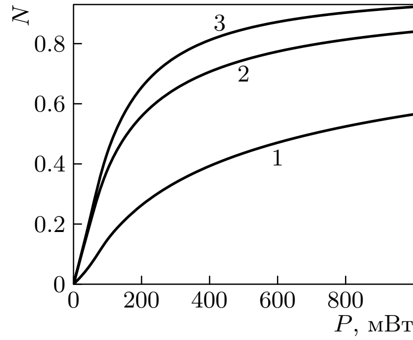


Рис. 90. Залежність населеності N основного робочого рівня від потужності зустрічних лазерних променів для P-гілки з початковим магнітним підрівнем $m = -10$ (1) та $m = -9$ (2) і Q-гілки з $m = -10$ (3)

рівня від t_0/τ при $W = 250$ мВт, з якої видно, що перенесення населеності через Q-гілку ефективніше при малих значеннях t_0/τ. У цілому треба відзначити, що з використанням Q-гілки простіше досягти як меншої втрати молекул завдяки спонтанному випромінюванню (рис. 91, *а*), так і передачі значного імпульсу (рис. 91, *б*).

Як вказано вище, наведені криві було розраховано для найімовірнішої швидкості молекул Na_2. Розрахунки ефективності адіабатичного переносу показали, як і слід було чекати, що при малих швидкостях заселеність j-рівня прямує до одиниці (збільшується час взаємодії і, як наслідок, покращується критерій переносу населеності), а зі зростанням швидкості ефективність переносу спадає.

Враховуючи отримані результати, цікаво розглянути перехід $X^1\Sigma(v'' = 3, j = 43) \rightarrow B^1\Pi(v' = 6, j = 43)$, який відповідає резонансній лінії 488 нм Ar^+-лазера. Для двох потужностей 1 і 2 Вт на рис. 92 наведено залежності населеності N та m_{av} для гілки Q у випадку основного рівня $X^1\Sigma(v'' = 3, j = 43)$ від t_0/τ. Значення N нормовано на початкову населеність підрівня $m = -43$. Як видно, при $t_0/\tau = 0{,}1$ і $W = 1 - 2$ Вт можна чекати перенесення приблизно половини молекул з магнітного підрівня $m = -43$ на підрівні $m \approx 40$—43.

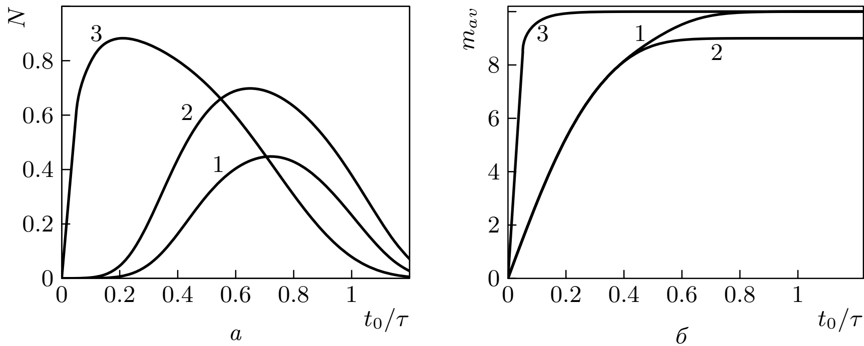


Рис. 91. Залежність N та m_{av} від t_0/τ. Позначення такі ж, як і на рис. 90

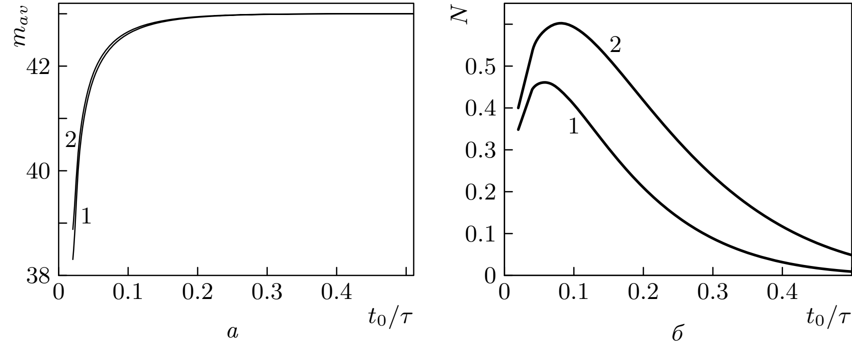


Рис. 92. Залежності m_{av} (*а*) та N (*б*) від t_0/τ для гілки Q у випадку основного рівня $X^1\Sigma(v'' = 3, j = 43)$ при потужності лазерного випромінювання 1 Вт (1) і 2 Вт (2)

Зіставляючи рис. 91 (крива 3) та рис. 92, бачимо, що зі зростанням j максимум залежності $N(t_0/\tau)$ зміщується в область менших значень. Для $j = 43$ максимум лежить в області $t_0/\tau \approx 0{,}05 - 0{,}1$, в той час як для трирівневої Λ-схеми — в області $t_0/\tau \approx 1$ [65] . Проведене чисельне моделювання адіабатичного переносу заселеності між магнітними підрівнями молекул показало, що:

1) найефективнішим є використання Q-гілок електронно-коливально-обертальних переходів (без зміни обертального квантового числа j); 2) при досить помірних інтенсивностях (порядку 1 Вт) можливий перенос до 50% молекул з магнітного підрівня $m = -43$ на підрівні з $m > 40$ на переході $X^1\Sigma(v'' = 3, j = 43) \to B^1\Pi(v' = 6, j = 43)$ зі зміною імпульсу молекул приблизно на $80\hbar k$; 3) зі зростанням j зміщується максимум залежності ефективності переносу молекул від затримки між зустрічними лазерними променями в бік менших значень t_0/τ.

Таким чином, теоретично обґрунтовано можливість передачі молекулі імпульсу $2j\hbar k$ (j — обертальне квантове число, $\hbar k$ — імпульс фотона) при взаємодії молекули з двома зустрічними імпульсами з круговою поляризацією. При відповідному виборі затримки в часі початку взаємодії молекули з послідовними імпульсами населеність магнітного підрівня $m = -j$ обертально-коливального рівня основного електронного стану майже повністю переноситься на підрівень $m = j$ з відповідною зміною імпульсу, а молекули з інших магнітних підрівнів переходять на інші коливально-обертальні рівні основного електронного стану. Чисельне моделювання для молекуд натрію показало можливість такого процесу при помірних (порядку 1 Вт) потужностях лазерного випромінювання.

Р О З Д І Л 5

ЕФЕКТИ ПРОСТОРОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ АТОМНИХ ХВИЛЬОВИХ ПАКЕТІВ У РОЗСІЮВАННІ АТОМІВ ПОЛЕМ СТОЯЧОЇ ХВИЛІ

У експериментах [80, 194] зі спостереження розсіювання атомів натрію в полі двох коротких лазерних імпульсів спостерігались несподівані якісні особливості. Автори цих праць не змогли пояснити дисперсійні залежності процесу розсіювання в рамках існуючих на той час теорій, що описували розсіяння атомів в полях типу стоячої хвилі (наприклад, полі двох зустрічних лазерних імпульсів, які практично одночасно взаємодіють з атомом). У експерименті використовувався стрічковий пучок атомів натрію з малою розбіжністю ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад), густиною $\sim 10^8$ см$^{-3}$, розміром $2 \cdot 10^{-2}$ см$\times$1,1 см та лазер на барвнику Родамін С (з шириною лінії $\sim$ 0,4 ГГц). Світловий промінь, зустрічний падаючому на атомний пучок, створювався за допомогою дзеркала, що розміщувалось на відстані 7 мм від площини атомного пучка. Діаметр світлового променя становив приблизно 4 см. Частота лазера могла змінюватися поблизу D_2—лінії атома натрію (перехід $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$).

Реєструвалось відхилення атомів до кутів $1{,}2 \times 10^{-2}$ рад, що відповідає поздовжній швидкості атома $\sim$ 460 см/с, тобто імпульсу атома $170\hbar k$. Розсіювання спостерігалося лише при наявності двох лазерних променів. Коли один з променів перекривали, розсіювання повністю зникало. Таким чином, атоми набували поперечного імпульсу внаслідок процесу перевипромінювання фотонів з одного лазерного променя в інший, зустрічний. За час взаємодії $\sim 10^{-8}$ с відбувалося ~ 100 таких актів перерозсіювання фотонів, тобто швидкість процесу дорівнювала $\sim 10^{10}$ 1/с. У експерименті спостерігалося два раніше невідомі явища. Було виявлено, що амплітуда розсіювання — немонотонна функція відстроювання $\Delta = \omega - \omega_0$ частоти випромінювання ω відносно центра ω_0 атомної лінії поглинання з характерним масштабом осциляцій $\sim$ 10 ГГц. Ця структура лежить в середині польового розширення $\sim 2dE/\hbar$, яке в умовах експерименту становило величину порядку $\pm$40 ГГц. Крім цього, картина розсіювання виявилась асиметричною відносно центра атомного пучка, і ця асиметрія була осцилюючою функцією відстроювання від резонансу. Іншими словами, залежно від частоти випромінювання розсіювання атомів переважало в той чи інший

бік. Усе це не відповідало теоретичним результатам, отриманим на той час для взаємодії атомів з полем зустрічних лазерних променів, що утворюють стоячу хвилю.

Як одну з можливих причин зареєстрованих в [80,194] особливостей розсіювання атомів ми розглянемо розсіювання атомів полем стоячої хвилі, попередньо збуджених полем біжучої хвилі [195,196]. Покажемо, що, хоч поле біжучої хвилі практично не змінює імпульс атома, наведена ним когерентність основного і збудженого стану суттєво впливає на подальшу взаємодію атома з полем стоячої хвилі. Вважатимемо, що час взаємодії атома з полем лазерних імпульсів малий, і знехтуємо спонтанним випромінюванням атома зі збудженого стану.

5.1. Малий час взаємодії атома з полем

Розглянемо спочатку розсіювання дворівневого атома у полі стоячої хвилі за умови малої тривалості взаємодії атома з полем, коли ефект Доплера можна не враховувати. У цьому разі в рівнянні Шредінгера можна знехтувати кінетичною енергією, і в дипольному наближенні для взаємодії атома з полем воно набуває вигляду

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi\rangle = (\hbar\omega_0|2\rangle\langle 2| - \boldsymbol{d}\mathcal{E})\,|\Psi\rangle\ , \tag{5.1}$$

де $\boldsymbol{d}$ — оператор дипольного моменту атома, $\mathcal{E}$ — напруженість електричного поля, що діє на атом, $\hbar\omega_0$ — енергія збудженого стану (ми вважаємо, що енергія основного стану $|1\rangle$ дорівнює нулю).

Нехай на атом при $t > 0$ діє поле стоячої хвилі:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{e}\,2E_0 \sin kx \cos\omega t, \tag{5.2}$$

де $\boldsymbol{e}$ — одиничний вектор у напрямку електричного поля.

Розв'язок рівняння (5.1) шукаємо у вигляді

$$|\Psi\rangle = c_2(x,t)e^{-i\omega_0 t}\,|2\rangle + c_1(x,t)\,|1\rangle\,. \tag{5.3}$$

Підставляючи (5.3) і (5.2) в (5.1), в наближенні обертової хвилі знаходимо рівняння для $c_1(x,t)$ і $c_2(x,t)$:

$$\begin{aligned}\dot{c}_1(x,t) =& i\Omega_0 \sin kx\, e^{-i\delta t}c_2(x,t),\\ \dot{c}_2(x,t) =& i\Omega_0 \sin kx\, e^{i\delta t}c_1(x,t),\end{aligned} \tag{5.4}$$

де $\Omega_0 = \langle 1|\boldsymbol{de}|2\rangle E_0/\hbar,\ \ \delta = \omega_0 - \omega$. Величину Ω_0 ми вважаємо дійсною і незмінною протягом часу t_{int} взаємодії атома з полем стоячої хвилі.

Оскільки ми не враховували кінетичну енергію в (5.1), рівняння (5.4) справедливі за умови [23] $t_{int} \ll T_{RN}$ (область Рамана—Ната), де позначено

$$T_{RN} = 2\pi/\sqrt{2\delta_r\Omega_0} \tag{5.5}$$

і $\delta_r = \hbar k^2/(2m)$, m — маса атома.

Розв'язуючи (5.4), знаходимо

$$\begin{aligned} c_1(x,t) = \Big[& c_1(x,0)\cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega t\right) + \frac{i}{\Omega}\Big(\delta\, c_1(x,0) + \\ & + 2\,\Omega_0 \sin kx\, c_2(x,0)\Big)\sin\left(\tfrac{1}{2}\Omega t\right)\Big]\exp\left(-\tfrac{1}{2}i\delta t\right), \\ c_2(x,t) = \Big[& c_2(x,0)\cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega t\right) + \frac{i}{\Omega}\Big(-\delta\, c_2(x,0) + \\ & + 2\,\Omega_0 \sin kx\, c_1(x,0)\Big)\sin\left(\tfrac{1}{2}\Omega t\right)\Big]\exp\left(\tfrac{1}{2}i\delta t\right). \end{aligned} \tag{5.6}$$

Тут $\Omega = \sqrt{\delta^2 + 4\Omega_0^2 \sin^2 kx}$.

Знайдемо середній переданий атому імпульс

$$\langle \Delta p \rangle = -i\hbar \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left[\langle \Psi(x,t)|\, \frac{\partial}{\partial x}\, |\Psi(x,t)\rangle - \langle \Psi(x,0)|\, \frac{\partial}{\partial x}\, |\Psi(x,0)\rangle \right] dx \tag{5.7}$$

на момент часу t від початку взаємодії атома з полем стоячої хвилі. Підставляючи (5.3) в (5.7) з урахуванням (5.6), маємо

$$\begin{aligned} \langle \Delta p \rangle = -\,\hbar k \Omega_0 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos kx}{\Omega^3} \Big[& \Big(\Omega^3 t - \delta^2(\Omega t - \sin \Omega t)\Big)\Big(\rho_{12}(x) + \\ & + \rho_{21}(x)\Big) - 2i\delta\Omega \sin^2\left(\tfrac{1}{2}\Omega t\right)\Big(\rho_{12}(x) - \rho_{21}(x)\Big) + \\ & - 2\delta\Omega_0 \sin kx \Big(\Omega t - \sin \Omega t\Big)\Big(\rho_{22}(x) - \rho_{11}(x)\Big)\Big]\, dx\,, \end{aligned} \tag{5.8}$$

де ми ввели позначення

$$\begin{aligned} &\rho_{11}(x) = c_1^*(x,0)\, c_1(x,0), \qquad \rho_{22}(x) = c_2^*(x,0)\, c_2(x,0), \\ &\rho_{12}(x) = c_1^*(x,0)\, c_2(x,0), \qquad \rho_{21}(x) = \rho_{12}^*(x). \end{aligned} \tag{5.9}$$

Нехай в момент часу $t = 0$ атом описується хвильовим пакетом, а x_0 — якась його характерна точка, що описує положення хвильового

пакета у просторі, наприклад, його центр мас:

$$x_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} x\Big(\rho_{11}(x) + \rho_{22}(x)\Big)\,dx\,. \tag{5.10}$$

Можна показати, що у випадку, коли залежність від координати x величин $\rho_{11}(x)$, $\rho_{22}(x)$ і $\rho_{12}(x)$ — функції від $x-x_0$, тобто вигляд хвильового пакета атома у системі координат, пов'язаній з його центром ваги не залежить від його положення відносно вузлів та видуг стоячої хвилі, усереднення (5.8) за x_0 дає $\overline{\langle\Delta p\rangle} = 0$. Для ілюстрації розглянемо випадок точного настроювання частоти випромінювання на частоту атомного переходу ($\delta = 0$). У цьому випадку для $\langle\Delta p\rangle$ маємо

$$\langle\Delta p\rangle = \hbar k\Omega_0 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \cos kx\,\Big(\rho_{12}(x) + \rho_{21}(x)\Big)\,dx\,. \tag{5.11}$$

Позначаючи $\rho_{12}(x)+\rho_{21}(x) = f(x-x_0)$, після заміни змінних $x = x_0+x'$ у інтегралі (5.11) знаходимо

$$\langle\Delta p\rangle = \hbar k\Omega_0 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \cos(kx' + kx_0)\,f(x')\,dx'\,. \tag{5.12}$$

Усереднення (5.12) за x_0 на інтервалі $0, 2\pi/k$ дає $\overline{\langle\Delta p\rangle} = 0$. Таким чином, у випадку, коли атомний пучок — ансамбль атомів, що описуються ідентичними хвильовими пакетами, центри яких розподілені в області з шириною, значно більшою ніж довжина хвилі $2\pi/k$, середній переданий атому імпульс дорівнює нулю. В основі цього висновку лежить вигляд залежності $\rho_{12}(x) + \rho_{21}(x)$ від x, x_0. Якщо, наприклад, $\rho_{12}(x)+\rho_{21}(x) = f(x-x_0)\cos kx$, то нескладно побачити, що $\overline{\langle\Delta p\rangle} \neq 0$. Можна чекати, що стояча хвиля може передати перпендикулярному до неї атомному пучку імпульс, якщо $\rho_{12}(x)+\rho_{21}(x) = f(x-x_0)\,f_0(x)$, де $f_0(x)$ — довільна осцилююча функція x з періодом $2\pi/k$.

У загальному випадку довільного відстроювання частоти світла від частоти атомного переходу $\delta \neq 0$, як нескладно бачити з (5.8), середній переданий атому імпульс може бути відмінним від нуля, якщо в $\rho_{12}(x)$ і $\rho_{21}(x)$ містяться просторові гармоніки з періодом $2\pi/k$ або в $\rho_{11}(x)$ чи $\rho_{22}(x)$ містяться просторові гармоніки з періодом π/k. Осцилюючу залежність $\rho_{11}(x)$ і $\rho_{22}(x)$ з періодом π/k можна створити при взаємодії атома з полем допоміжної стоячої хвилі, вузли якої зсунуті відносно основної стоячої хвилі, яка забезпечує направлену зміну імпульсу

атомів [197]. При цьому ця перша хвиля призводить до просторової модуляції населеності основного та збудженого станів, а друга хвиля за умови $\delta \neq 0$ призводить до зміни імпульсу атомів у пучку. Ця схема взаємодії атома з полем не відповідає умовам експерименту [80, 194], де взаємодії атома зі стоячою хвилею передує його взаємодія з біжучою хвилею протягом часу поширення падаючого на атом світлового імпульсу до дзеркала і назад. Взаємодія атома з біжучою хвилею призводить до осцилюючої залежності $\rho_{12}(x)$ і $\rho_{21}(x)$ від x з періодом $2\pi/k$, що після взаємодії атома зі стоячою хвилею повинно призвести до зміни його середнього імпульсу. Іншою схемою реалізації запропонованої нами схеми взаємодії атома з полем [195], що призводить до просторової модуляції $\rho_{12}(x)$ і $\rho_{21}(x)$, і простішою для реалізації, ніж схема з двома стоячими хвилями, може бути взаємодіяла атомного пучка з двома паралельними просторово зміщеними лазерними променями, що частково перекриваються і поширюються перпендикулярно до пучка. Використання просторової модуляції недіагональних елементів матриці густини порівняно з діагональними має ще й ту перевагу над пропозицією [197], що немає потреби у тривалій взаємодії атома з полем допоміжної хвилі, необхідній для його зміщення на відстань порядку довжини хвилі.

Найдемо $c_1(x,0)$ і $c_2(x,0)$, вважаючи, що атом при $t < -\tau$ перебуває в основному стані, а потім протягом часу τ взаємодіє з полем біжучої хвилі:

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{e}\, E_0 \sin(kx - \omega t + \varphi)\,. \tag{5.13}$$

При $\varphi = 0$ це поле збігається з полем однієї з двох біжучих хвиль, що утворюють стоячу хвилю (5.2). Як і раніше, розв'язок рівняння Шредінгера (5.1) шукаємо у вигляді (5.3). Розв'язуючи рівняння для $c_1(x,t)$ и $c_2(x,t)$:

$$\begin{aligned} \dot{c}_1(x,t) &= -\frac{\Omega_0}{2}\, c_2(x,t)\, \exp(-ikx - i\delta t - i\varphi)\,, \\ \dot{c}_2(x,t) &= \frac{\Omega_0}{2}\, c_1(x,t)\, \exp(ikx + i\delta t + i\varphi) \end{aligned} \tag{5.14}$$

з початковими умовами $c_1(x,-\tau) = c(x)$ и $c_2(x,-\tau) = 0$, знаходимо

$$\begin{aligned} c_1(x,0) &= \left[\cos\frac{\vartheta}{2} + \frac{i\delta}{\widetilde{\Omega}}\sin\frac{\vartheta}{2}\right]\exp\left(-i\frac{\delta\tau}{2}\right)\, c(x)\,, \\ c_2(x,0) &= \frac{\Omega_0}{\widetilde{\Omega}}\sin\frac{\vartheta}{2}\exp\left(-i\frac{\delta\tau}{2} + ikx + i\varphi\right)\, c(x)\,, \end{aligned} \tag{5.15}$$

де введено частоту Рабі $\widetilde{\Omega} = \sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2}$ і площу імпульсу $\vartheta = \widetilde{\Omega}\tau$ біжучої хвилі. Вирази (5.15) разом з (5.3) і (5.6) визначають хвильову функцію атома у момент часу t після початку його взаємодії з полем стоячої хвилі.

Дифракційну картину розсіювання атомів у далекій зоні описує хвильова функція атомів у просторі хвильових векторів K:

$$\begin{aligned} f_1(K,t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-iKx} c_1(x,t)\, dx\,, \\ f_2(K,t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-iKx} c_2(x,t)\, dx\,, \end{aligned} \tag{5.16}$$

де змінна K пов'язана з імпульсом p співвідношенням $K = p/\hbar$. Нехай на момент початку взаємодії атома з полем біжучої хвилі він описується амплітудою імовірності

$$c(x) = \frac{1}{\Delta^{1/2}\pi^{1/4}} \exp\left\{ -\frac{(x-x_0)^2}{2\Delta^2} \right\}. \tag{5.17}$$

У випадку точного настроювання частоти випромінювання на частоту атомного переходу ($\delta = 0$) інтеграли в (5.16) обчислюються, і ми знаходимо

$$\begin{aligned} f_1(K,t) = \pi^{-\frac{1}{4}}\Delta^{\frac{1}{2}} &\sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[J_{2m}(\Omega_0 t)\cos\frac{\vartheta}{2} + J_{2m-1}(\Omega_0 t) e^{i\varphi} \sin\frac{\vartheta}{2} \right] \times \\ &\times \exp\left(-iKx_0 + 2imkx_0 - \frac{1}{2}\Delta^2 (K - 2mk)^2 \right), \\ f_2(K,t) = \pi^{-\frac{1}{4}}\Delta^{\frac{1}{2}} &\sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[J_{2m}(\Omega_0 t) e^{i\varphi} \sin\frac{\vartheta}{2} + J_{2m+1}(\Omega_0 t)\cos\frac{\vartheta}{2} \right] \times \\ &\times \exp\left(-iKx_0 + i(2m+1)kx_0 - \frac{1}{2}\Delta^2 (K - (2m+1)k)^2 \right). \end{aligned} \tag{5.18}$$

За умови тривалої взаємодії атома з полем ($\Omega_0 t \gg 1$), беручи до уваги асимптотичну поведінку функції Бесселя, приходимо до висновку, що імпульси розсіяних атомів лежать у проміжку $-\hbar k\Omega_0 t,\ +\hbar k\Omega_0 t$.

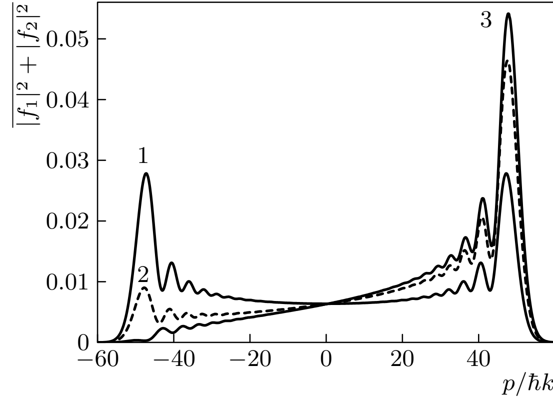


Рис. 93. Функція розподілу атомів за імпульсами після розсіювання полем стоячої хвилі у випадку, коли початковий стан атома описується суперпозицією основного і збудженого станів, сформованою біжучою хвилею, при $\delta = 0$. Ширина хвильового пакета атома $\Delta = 0{,}5/k$, $\Omega_0 t = 50$. Кривим 1, 2, 3 відповідають $\vartheta = 0$, $\vartheta = 0{,}25\,\pi$, $\vartheta = 0{,}5\,\pi$

Істотно, що навіть для широкого атомного пучка після усереднення за x_0 розподіл атомів у станах $|1\rangle$ і $|2\rangle$ за імпульсами

$$\overline{|f_1(K,t)|^2} = \frac{\Delta}{2\sqrt{\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Big[J_{2m}^2(\Omega_0 t)(1+\cos\vartheta) + 2J_{2m}(\Omega_0 t) J_{2m-1}(\Omega_0 t) \times \\ \times \sin\vartheta\cos\varphi + J_{2m-1}^2(\Omega_0 t)(1-\cos\vartheta)\Big] \exp\left[-\Delta^2 (K-2mk)^2\right],$$
$$\overline{|f_2(K,t)|^2} = \frac{\Delta}{2\sqrt{\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Big[J_{2m+1}^2(\Omega_0 t)(1+\cos\vartheta) + 2J_{2m+1}(\Omega_0 t) J_{2m}(\Omega_0 t) \times \\ \times \sin\vartheta\cos\varphi + J_{2m}^2(\Omega_0 t)(1-\cos\vartheta)\Big] \exp\left[-\Delta^2 (K-(2m+1)k)^2\right] \tag{5.19}$$

асиметричний. На рис. 93 показано усереднену за x_0 функцію розподілу $\overline{|f_1(K,t)|^2 + |f_2(K,t)|^2}$. Асиметрія з'являється лише у випадку, коли стан атома описується суперпозицією основного та збудженого станів ($\vartheta \neq n\pi$), і є максимальною, коли їх амплітуди однакові ($\vartheta = n\pi + \frac{1}{2}\pi$, де n — ціле число).

У наближенні $(\Omega_0\tau)^{-1} \ll \Delta k \ll 1$ (ширина початкового розподілу атомів за імпульсами значно більша від імпульсу фотона і значно менша від максимального імпульсу, який може набути атом після взаємодії з полем) і $\varphi = 0$ функцію розподілу атомів за імпульсами (сума розподілів (5.19) у основному та збудженому станах) можна записати у вигляді [195]:

$$W(p) = \frac{1}{p_0}\mathcal{F}\left(\frac{p}{p_0}\right)\left[1 - \frac{p}{p_0}\frac{\Omega_0}{\widetilde{\Omega}}\sin\vartheta\right], \tag{5.20}$$

де $p_0 = \hbar k \Omega_0 t$,

$$\mathcal{F}(\xi) = \sqrt{\frac{1-\xi^2+\delta^2/2\Omega_0^2+\sqrt{\left(1-\xi^2\right)^2-\delta^2\xi^2/\Omega_0^2}}{2\left[\left(1-\xi^2\right)^2-\delta^2\xi^2/\Omega_0^2\right]}}\,. \tag{5.21}$$

Функція розподілу (5.20) асиметрична, причому завдяки наявності множника $\sqrt{\Omega_0^2+\delta^2}$ в аргументі синуса, величина і знак асиметрії є осцилюючими функціями відстроювання. При $\Omega_0\tau \sim 1$ характерний період осциляцій становить $\delta \sim \pi/\tau$. Таким чином, при розсіюванні атомного пучка у полі послідовних імпульсів біжучої та стоячої хвиль можуть спостерігатись якісні особливості, аналогічні тим, що спостерігались у експериментах [80, 194]. У експериментах з затриманими імпульсами на атом після закінчення імпульсу стоячої хвилі діє ще один імпульс біжучої хвилі, проте очевидно, що він мало змінює функцію розподілу. Зазначимо, що дещо пізніше від праці [195] на можливість асиметрії розсіювання атомів полем стоячої хвилі за умови попереднього приготування атомів у когерентній суперпозиції основного і збудженого станів вказав А.М. Ішханян [198].

Для інтегральної характеристики розсіювання атома в полі стоячої хвилі природно користуватися середнім переданим атому імпульсом $\langle p\rangle$ і його дисперсією $p_d = \sqrt{\langle p^2\rangle - \langle p\rangle^2}$, яку можна обчислити, знаючи середнє значення квадрата переданого атому імпульсу. При цьому зручніше користуватися координатним представленням.

Середній імпульс атома має вигляд

$$\langle p\rangle = \frac{\hbar k}{2}\left[1-\cos\vartheta+\Omega_0 t\sin\vartheta\left(\cos\varphi+e^{-k^2\Delta^2}\cos(2kx_0+\varphi)\right)\right]\,. \tag{5.22}$$

Незалежна від часу частина (5.22) описує імпульс, отриманий атомом від біжучої хвилі, а пропорційна часу частина зумовлена взаємодією зі стоячою хвилею. Відповідно до сказаного раніше з (5.22) випливає, що у полі стоячої хвилі імпульс атома змінюється лише тоді, коли в момент початку взаємодії зі стоячою хвилею атом перебуває у когерентній суперпозиції основного та збудженого станів ($\vartheta \neq n\pi$, де n — ціле число). Переданий атому імпульс максимальний при $\varphi = 0$, тобто коли фаза біжучої хвилі збігається з відповідною їй фазою однієї з біжучих хвиль, що утворюють стоячу хвилю.

Середній квадрат імпульсу атома записується так:

$$\langle p^2\rangle = -\hbar^2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \langle\Psi(x,t)|\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,|\Psi(x,t)\rangle\, dx = \frac{3\hbar^2}{2\Delta^2} + \frac{(\hbar k)^2}{2}\Bigg[(\Omega_0 t)^2\Big(1 + e^{-k^2\Delta^2}\cos 2kx_0\Big) + 2e^{-k^2\Delta^2}\Omega_0 t\sin\vartheta\cos(2kx_0+\varphi) + 1 - \cos\vartheta\Bigg]. \tag{5.23}$$

У випадку $\vartheta = \frac{1}{2}\pi$, $\varphi = 0$, $kx_0 = n\pi$ (атоми взаємодіють зі стоячою хвилею поблизу її вузлів) переданий атому імпульс максимальний. Якщо ширина хвильового пакета набагато менша ніж довжина хвилі ($\Delta k \ll 1$), то $p_d \ll \langle p\rangle$, так що імпульс всіх атомів після проходження стоячої хвилі змінюється практично однаково. Відзначимо, що, згідно з (5.15), атом у цьому випадку перебуває у діабатичному стані [17]:

$$|\phi_+\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}\Big(|1\rangle + |2\rangle\Big)\,, \tag{5.24}$$

якому відповідає потенціал $\hbar\Omega_0\sin kx$. На нього діє сила $F = \hbar k\Omega_0$, яка за час дії стоячої хвилі t призводить до зміни імпульсу на $\hbar k\Omega_0 t$. У загальному випадку довільного початкового положення атома його хвильова функція описується суперпозицією двох діабатичних станів: $|\phi_+\rangle$ і

$$|\phi_-\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}\Big(|1\rangle - |2\rangle\Big)\,, \tag{5.25}$$

і хвильовий пакет атома розщеплюється на два, кожний з яких рухається у своєму потенціалі (оптичний аналог ефекту Штерна—Герлаха).

Якщо з полем взаємодіє пучок атомів шириною, значно більшою ніж довжина хвилі, то, як нескладно бачити з (5.22) і (5.23), після усереднення за x_0 середнє значення переданого атомному пучку імпульсу і зміна середнього значення його квадрата не залежать від ширини хвильових пакетів атомів Δ відповідно до того, що спостереження розсіювання широкого атомного пучка не дає інформації про ступінь когерентності плоских хвиль, що описують атомний ансамбль [23]. Таким чином, величини, що описують розсіювання атомного пучка, можна отримати, розв'язуючи задачу про розсіювання плоскої хвилі і усереднюючи отриманий результат за кутовим розподілом плоских хвиль, що утворюють атомний хвильовий пакет. Не цікавлячись очевидним

впливом початкового розподілу атомів за імпульсами на середній імпульс і дисперсію розсіяного пучка, в подальшому моделюємо його плоскою хвилею.

Розглянемо тепер вплив відстроювання частоти поля від частоти атомного переходу на середній переданий атому імпульс і середній квадрат імпульсу. Нас цікавить випадок тривалої взаємодії атома з полем $\Omega_0 t \gg 1$. Лишаючи лише лінійні за t члени при обчисленні $\overline{\langle p \rangle}$ і квадратичні за t члени при обчисленні $\overline{\langle p^2 \rangle}$, знаходимо

$$\overline{\langle p \rangle} = \hbar k \Omega_0^4 t \, \frac{\widetilde{\Omega} \cos\varphi \sin\vartheta + \delta \sin\varphi (1 - \cos\vartheta)}{\widetilde{\Omega}^2 \left(2\Omega_0^2 + \delta^2 + |\delta| \sqrt{4\Omega_0^2 + \delta^2} \right)} \,, \tag{5.26}$$

$$\overline{\langle p^2 \rangle} = \frac{(\hbar k \Omega_0^2 t)^2}{2\Omega_0^2 + \delta^2 + |\delta| \sqrt{4\Omega_0^2 + \delta^2}} \,. \tag{5.27}$$

Як видно з (5.26), (5.27), середній переданий імпульс значно швидше зменшується зі зростанням відстроювання ($\propto \delta^{-3}$), ніж його дисперсія ($\propto \delta^{-1}$), і, як наслідок, при $\delta \gg \Omega_0$ розподіл атомів за імпульсами стає майже симетричним. Зміна знака $\overline{\langle p \rangle}$ зі зростанням δ пов'язана в основному зі зміною ϑ, і при $\delta \gg \Omega_0$ зі зміною δ знак $\overline{\langle p \rangle}$ змінюється з кроком $2\pi/\tau$, який визначається часом взаємодії атома з біжучою хвилею.

5.2. Тривала взаємодія атома з полем

У попередньому параграфі у рівнянні Шредінгера (5.1) ми не враховували оператор кінетичної енергії $\boldsymbol{p}^2/(2m)$, де $\boldsymbol{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор імпульсу. В загальному випадку довільного часу взаємодії атома з полем спочатку (при $t < T_{RN}$) слід чекати лінійного з часом зростання переданого атому імпульсу, потім подальше зростання імпульсу атома зі зростанням часу взаємодії його з полем повинно зменшитися завдяки зумовленому ефектом Доплера відстроюванню частоти випромінювання від частоти атомного переходу.

Беручи до уваги, що при $t < T_{RN}$ зміна імпульсу атома може досягати $\hbar k \, \Omega_0 t$, слід чекати, що середній переданий атому імпульс становитиме порядку $\hbar k \Omega_0 T_{RN}$.

Додаючи до гамільтоніана в рівнянні Шредінгера (5.1) оператор кінетичної енергії, для поля вигляду

$$\mathcal{E} = \boldsymbol{e}\left[E_0^{(+)}(t)\sin(kx-\omega t) + E_0^{(-)}(t)\sin(kx+\omega t)\right], \qquad (5.28)$$

після переходу до імпульсного представлення (5.16) можна отримати систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \dot{f}_1(K,t) = &-\frac{i\hbar K^2}{2m} f_1(K,t) + \\ &+ \frac{e^{i\delta t}}{2}\left[\Omega_0^{(-)}(t) f_2(K-k,t) - \Omega_0^{(+)}(t) f_2(K+k,t)\right], \\ \dot{f}_2(K,t) = &-\frac{i\hbar K^2}{2m} f_2(K,t) + \\ &+ \frac{e^{-i\delta t}}{2}\left[\Omega_0^{(+)}(t) f_1(K-k,t) - \Omega_0^{(-)}(t) f_1(K+k,t)\right], \end{aligned} \qquad (5.29)$$

де $\Omega_0^{(\pm)}(t) = \langle 2|\boldsymbol{de}|1\rangle E_0^{(\pm)}(t)/\hbar$, з яких можна знайти функцію розподілу атомів за імпульсами. На рис. 94 показано набір залежностей середнього імпульсу атома від часу, одержаних чисельним інтегруванням рівнянь (5.29). Розрахунок зроблено для випадку взаємодії атома з двома резонансними до частоти атомного переходу зустрічними хвилями однакової інтенсивності з прямокутними обвідними тривалістю T, амплітудою Ω_0 і часовим зсувом між ними τ, обраного таким чином, щоб виконувалася умова $\Omega_0\tau = \frac{1}{2}\pi$. Відповідні різним кривим Ω_0 відносяться як $1 : 2^2 : 3^2$. Видно, що максимальний середній імпульс атомів для них відноситься як $1 : 2 : 3$. Часові проміжки (порядку T_{RN}), за які імпульс зростає до вказаних величин, задовольняють зворотне відношення.

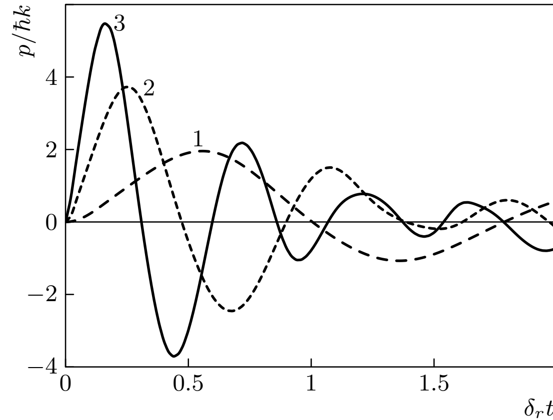


Рис. 94. Залежність середнього імпульсу атома у полі зустрічних прямокутних імпульсів тривалістю $T = 2/\delta_r$ від часу при $\Omega_0 = 10\,\delta_r$ (крива 1), $\Omega_0 = 40\,\delta_r$ (крива 2), $\Omega_0 = 90\,\delta_r$ (крива 3). Часовий зсув τ між імпульсами задовольняє умову $\Omega_0\tau = \frac{1}{2}\pi$, де Ω_0 — частота Рабі в полі однієї біжучої хвилі

5.3. Розсіювання атомів у полі зустрічних гауссових та супергауссових світлових імпульсів

У випадку взаємодії атома з зустрічними прямокутними імпульсами під час дії на атом першого імпульсу формується когерентна суперпозиція основного і збудженого станів, а потім відбувається розсіювання атома стоячою хвилею. У реальних умовах експерименту ці два процеси не завжди можна розглядати незалежно — в загальному випадку формування когерентної суперпозиції основного і збудженого станів і сам процес розсіювання розділити неможливо. Така ситуація може бути, наприклад, при взаємодії атомного пучка з двома паралельними зміщеними у просторі зустрічними лазерними променями з радіальним гауссовим розподілом інтенсивності.

На рис. 95 наведено залежності середнього переданого атому імпульсу від затримки між зустрічними імпульсами з прямокутною обвідною, а також гауссових і супергауссових світлових імпульсів, які визначаються виразом

$$E_0^{(\pm)} = E_0 \exp\left[-\left(\frac{2(t \pm \tau/2)}{T}\right)^{2s}\right], \tag{5.30}$$

знайдені чисельним інтегруванням рівнянь Шредінгера. Щоб відокремити ефекти, пов'язані з рухом атомів вздовж лазерного променя, від впливу форми обвідних світлових імпульсів на переданий атомному пучку імпульс, рівняння (5.29) розв'язувалися у наближенні Рамана—Ната ($t < T_{RN}$). Як видно з рисунка, значення s практично не впливає

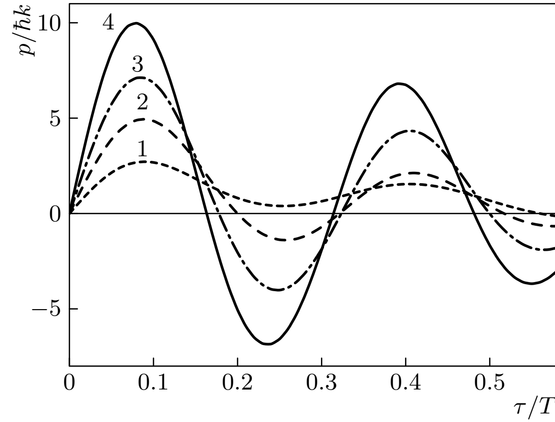


Рис. 95. Залежність середнього переданого атому імпульсу у полі зустрічних гауссових (крива 1), супергауссових для $s = 2$ і $s = 4$ (криві 2 і 3) і прямокутних (крива 4) світлових імпульсів від затримки між імпульсами. Для всіх кривих $\Omega_0 T = 20$, $\delta = 0$, $\delta_r = 0$

на затримку, при якій переданий атому імпульс досягає максимуму, але суттєво впливає на величину цього імпульсу. Асиметрія розсіювання атомів у полі стоячої хвилі краще проявляється у випадку зустрічних імпульсів з формою обвідної, близькою до прямокутної (великі s), коли практично відсутня проміжна область взаємодії, в якій одночасно відбувається як формування когерентної суперпозиції основного і збудженого станів атома, так і його розсіювання полем зустрічних хвиль.

Таким чином, розглянувши розсіювання атомів у полі зустрічних хвиль, ми показали, що взаємодія атома протягом певного часу з полем тільки однієї з хвиль призводить до формування такої когерентної суперпозиції основного та збудженого станів атома, що його наступна взаємодія з полем обох зустрічних хвиль якісно відрізняється від розсіювання атома полем стоячої хвилі у випадку, коли до початку взаємодії атом перебуває в основному чи збудженому стані [195, 196]. Асиметрія розсіювання атомів, яка з'являється в такій схемі їх взаємодії з полем, пов'язана з просторовою модуляцією амплітуд основного і збудженого станів атома полем біжучої хвилі з періодом, що дорівнює довжині хвилі, а середній переданий імпульс пропорційний часу взаємодії атомів з полем. Отримані залежності якісно узгоджуються з результатами експериментів [80, 194].

ДОДАТОК

ОБЧИСЛЕННЯ ВЛАСНИХ ЗНАЧЕНЬ ГАМІЛЬТОНІАНА ФЛОКЕ У БІХРОМАТИЧНОМУ ПОЛІ

Розглянемо дворівневий атом, еволюція амплітуд $c_1(t)$, $c_2(t)$ станів 1 і 2 якого описується рівнянням Шредінгера з періодичним гамільтоніаном:

$$i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{c}(t) = H(t)\boldsymbol{c}(t), \tag{Д.1}$$

де $\boldsymbol{c}(t) = [c_1(t), c_2(t)]$, $H(t+T) = H(t)$ — матриця розміром 2×2. Як відомо [135], розв'язок такого рівняння має вигляд

$$\boldsymbol{c}(t) = a_1\boldsymbol{u}^{(1)}(t)\exp(-i\varpi_1 t) + a_1\boldsymbol{u}^{(2)}(t)\exp(-i\varpi_2 t), \tag{Д.2}$$

де a_1, a_2 — довільні коефіцієнти, ортогональні вектори $\boldsymbol{u}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{u}^{(2)}(t)$ з властивістю $\boldsymbol{u}^{(1)}(t+T) = \boldsymbol{u}^{(1)}(t)$, $\boldsymbol{u}^{(2)}(t+T) = \boldsymbol{u}^{(2)}(t)$. Підставляючи (Д.2) в (Д.1), маємо

$$\hbar\varpi_j\boldsymbol{u}^{(j)}(t) = \left(H - i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}\right)\boldsymbol{u}^{(j)}(t), \qquad j = 1, 2. \tag{Д.3}$$

Звідси випливає, що $\hbar\varpi_j$ — власні значення гамільтоніана Флоке:

$$H_{Floquet} = H - i\hbar\tfrac{\partial}{\partial t}. \tag{Д.4}$$

Процедура обчислення ϖ_j [135] в застосуванні до системи двох диференційних рівнянь, якою в даному разі є рівняння (Д.1), така. Чисельно розв'язуємо рівняння (Д.1) з початковою умовою:

$$\boldsymbol{c}(0) = [1, 0]^T \tag{Д.5}$$

і знаходимо розв'язок для $t = T$. Позначимо

$$C_{11} = c_1(T), \qquad C_{21} = c_2(T). \tag{Д.6}$$

Чисельно розв'язуємо рівняння (Д.1) з початковою умовою:

$$\boldsymbol{c}(0) = [0, 1]^T \tag{Д.7}$$

і знаходимо розв'язок для $t = T$. Позначимо

$$C_{21} = c_1(T), \qquad C_{22} = c_1(T). \tag{Д.8}$$

Будуємо матрицю

$$\boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \tag{Д.9}$$

і діагоналізуємо її. Як наслідок, отримуємо матрицю $\widetilde{\boldsymbol{C}}$, яку можна записати у вигляді

$$\boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} \exp(-i\varpi_1 T) & 0 \\ 0 & \exp(-i\varpi_2 T) \end{bmatrix}, \tag{Д.10}$$

що дозволяє знайти

$$\varpi_1 = i \ln \widetilde{C}_{11}/T, \qquad \varpi_2 = i \ln \widetilde{C}_{22}/T. \tag{Д.11}$$

Зазначимо, що $\varpi_j + 2\pi n/T$ ($j = 1, 2$, n — довільне ціле) також є власними значеннями гамільтоніана Флоке (Д.4).

Наведемо програму, написану мовою Matlab, яка дозволяє розрахувати ϖ_1, ϖ_2 для атома в біхроматичному полі:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = &\boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t - kz) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t + \tfrac{1}{2}\psi\right) + \\ &+ \boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t + kz) \cos\left(\tfrac{1}{2}\Omega_m t - \tfrac{1}{2}\psi\right). \end{aligned} \tag{Д.12}$$

Вважається, що частота ω збігається з частотою ω_0 переходу в атомі. Гамільтоніан має вигляд

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & \widetilde{\Omega} \\ \widetilde{\Omega}^* & -\Omega_m \end{bmatrix}, \tag{Д.13}$$

де

$$\widetilde{\Omega} = \Omega_0 \left[\cos\left(kz - \tfrac{1}{2}\psi\right) + \cos\left(kz + \tfrac{1}{2}\psi\right) e^{-i\Omega_m t}\right], \tag{Д.14}$$

$\Omega_0 = -\boldsymbol{d}_{12}\mathcal{E}/\hbar$, $\boldsymbol{d}_{12}$ — матричний елемент дипольного моменту переходу.

У програмі ідентифікатором Rabi позначено частоту Рабі Ω_0. Ідентифікатором Omega позначено величину Ω_m.

Програма розрахунку власних значень гамільтоніана Флоке

```
% Floquet_bichrom
% Власні значення гамільтоніана Флоке для атома
% у біхроматичному полі зустрічних хвиль
clear all;
global Rabi kz psi Omega
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Дані
Omega = 2;
% таке значення Omega дає у результаті
% власні значення у одиницях Omega/2
Rabi=Omega*sqrt(1.5);
psi = pi/4;
% оптимальне значення частоти Рабі
% зустрічних хвиль і різниці їх фаз
NZ = 1000;
% кількість проміжків по координаті на довжині хвилі
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

T = 2*pi/Omega;
TM = linspace(0,T,3);
L_min = zeros(1,NZ+1);
L_max = zeros(1,NZ+1);
Z = linspace(0,2*pi,NZ+1);
zz = Z/(2*pi);

% Початкові умови
ini_cond_1 = [1,0];
ini_cond_2 = [0,1];
% Цикл за координатою від нуля до довжини хвилі
for iZ=1:NZ+1,
    kz = Z(iZ);
    [time,Y] = ode45(@Floquet_bichrom_f,TM,ini_cond_1);
    C(1,1) = Y(end,1);
    C(2,1) = Y(end,2);
    [time,Y] = ode45(@Floquet_bichrom_f,TM,ini_cond_2);
    C(1,2) = Y(end,1);
    C(2,2) = Y(end,2);
    EE = i*log(eig(C));
    L_min(1,iZ) = min(real(EE))/T;
```

```
    L_max(1,iZ) = max(real(EE))/T;
end;

% Графіки залежності власних значень від координати
figure;
plot(zz,L_min,'b',zz,L_max,'r',zz,L_min-Omega,'b',...
    zz,L_max-Omega,'r',zz,L_min-2*Omega,'b',zz,...
    L_max-2*Omega,'r',zz,L_min-3*Omega,'b',...
    zz,L_max-3*Omega,'r');
xlabel('z/\lambda');
ylabel('2\varpi/\Omega');

% запис результатів у файл
fid = fopen('Floquet_bichrom.dat','wt');
for ii=1:(NZ+1),
    fprintf(fid,'%12.6g%s%12.6g%s%12.6g\n',zz(ii),...
        ' ',L_min(ii),' ',L_max(ii));
end;
fclose(fid);
```

Файл функції з іменем Floquet_bichrom_f

```
function dy = Floquet_bichrom_f(t,y);
global Rabi kz psi Omega

Rabi_C = Rabi/2*(cos(kz+psi/2)*...
    exp(-i*Omega*t)+cos(kz-psi/2));

dy(1,1) = -i*Rabi_C*y(2,1);
dy(2,1) = -i*(conj(Rabi_C)*y(1,1)-Omega/2*y(2,1));
```

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Keplero Iohanne.* De cometis libelli tres. — Auguftani: Typis Andre& Apervegi, 1619. — 138 p.

2. *Maxwell J.C.* Treatise on Electricity and Magnetism. Vol. II. — Oxford: Clarendon Press, 1873. — 444 p.

3. *Bartoli A.* Il calorico raggiante e il secondo principio di termodinamica // Nuovo Cimento. — 1884. — **15**. — P. 193–202.

4. *Bartoli A.* Sopra i movementi prodotti della luce e dal calorie e sopra il radiometro di Crookes // Le Monnier (Firence). — 1876.

5. *Lebedew, P.N.* Untersuchungen uber die Druckkrafte des Lichtes // Ann. der Physik. — 1901. — **6**, N 11. — P. 433–458.

6. *Nichols E.F., Hull G.F.* The pressure due to radiation // Phys. Rev. — 1903. — **17**, N 1. — P. 26–50.

7. *Nichols E.F., Hull G.F.* The pressure due to radiation (second paper) // Phys. Rev. — 1903. — **17**, N 2. — P. 91–104.

8. *Einstein A.* Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems // Phys. Zeitschrift. — 1909. — N 10. — P. 185–193. Переклад російською див.: Ейнштейн А. К современному состоянию проблемы излучения //Собрание научных трудов в 4 т. — М.: Наука, 1966. — Т. 3 — С. 164–179.

9. *Einstein A.* Strahlungs-Emission und-Absorption nach der Quantumtheorie // Verhandl. Dtsch. Phys. Ges. — 1916. — **18**. — P. 318–323. Переклад російською див.: Ейнштейн А. Испускание и поглощение излучения по квантовой теории // Собрание научных трудов в 4 т. — М.: Наука, 1966. — Т. 3 — С. 386–392.

10. *Einstein A.* Zum Quantumtheorie der Strahlung // Mitt. Phys. Ges. (Zürich). — 1916. — N 18. — P. 47–62. Переклад російською див.: Ейн-

штейн А. К квантовой теории света // Собрание научных трудов в 4 т. — М.: Наука, 1966. — Т. 3 — С. 393–406.

11. *Lewis G.N.* The Conservation of Photons // Nature. — 1926. — **118**, Part 2. — P. 874–875.

12. *Compton A.H.* The spectrum of scattered of X-rays // Phys. Rev. Second Series. — 1923. — **21**, N 5. — P. 409–413.

13. *Compton A.H.* A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements // Ibid. — 1923. — **21**, N 5. — P. 483–502.

14. *Frisch R.* Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes // Zeitschrift für Phys. — 1933. — N 86. — P. 42–48.

15. *Аскарьян Г.А.* Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // ЖЭТФ. — 1962. — **42**, вып. 6. — С. 1567–1570.

16. *Миногин В.Г., Летохов В.С.* Давление лазерного излучения на атомы. — М.: Наука, 1986. — 224 с.

17. *Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П.* Механическое действие света на атомы. — М.: Наука, 1991. — 190 с.

18. *Павлик Б.Д.* Холодные и ультрахолодные атомы. — К.: Наук. думка, 1993. — 269 с.

19. *Metcalf H.J., van der Stratten P.* Laser Cooling and Trapping. — New York, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1999. — 323 p.

20. *Казанцев А.П.* Резонансное световое давление // УФН. — 1978. — **124**, вып. 1. — С. 113–145.

21. *Letokhov V.S., Minogin V.G.* Laser radiation pressure on free atoms // Phys. Rep. — 1981. — **73**, N 1. — P. 1–65.

22. *Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г.* Охлаждение атомов давлением лазерного излучения // УФН. — 1985. — **147**, вып. 1. — С. 117–156.

23. *Adams C.S., Siegel M., Mlynek J.* Atom optics // Phys. Rep. — 1994. — **240**, N 3. — P. 143–210.

24. *Wallis H.* Quantum theory of atomic motion in laser light // Ibid. — 1995. — **255**, N 4. — P. 203–287.

25. *Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S.* Electromagnetic trapping of cold atoms // Rep. Prog. Phys. — 2000. — **63**, N 9. — P. 1429–1510.

26. *Chu S.* The manipulation of neutral particles // Rev. Mod. Phys. — 1998. — **70**, N 3. — P. 685–706.

27. *Cohen-Tannoudji C.N.* Manipulating atoms with photons // Ibid. — 1998. — **70**, N 3. — P. 707–719.

28. *Phillips W.D.* Laser cooling and trapping of neutral atoms // Ibid. — 1998. — **70**, N 3. — P. 721–741.

29. *Williams M.R., Chi F., Cashen M.T., Metcalf H.* Measurement of the bichromatic optical force on Rb atoms // Phys. Rev. A. — 1999. — **60**, N 3. — P. R1763–R1766.

30. *Williams M., Chi F., Cashen M., Metcalf H.* Bichromatic force measurements using atomic beam deflections // Ibid. — 2000. — **61**, N 2. — 023408.

31. *Cashen M., Rivoire O., Yatsenko L., Metcalf H.* Coherent exchange of momentum between atoms and light // J. Opt. B. — 2002. — **4**, N 1. — P. 75–79.

32. *Partlow M., Miao X., Bochmann J., Cashen M., Metcalf H.* Bichromatic Slowing and Collimation to Make an Intense Helium Beam // Phys. Rev. Lett. — 2004. — **93**, N 21. — 213004.

33. *Yatsenko L., Metcalf H.* Dressed-atom description of the bichromatic force // Phys. Rev. A. — 2004. — **70**, N 6. — 063402.

34. *Letokhov V.S., Minogin V.G., Pavlik B.D.* Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field // Optics Communications. — 1976. — **19**, N 1. — P. 72–75.

35. *Letokhov V.S., Minogin V.G.* Quantum motions of ultracooled atoms in resonant laser field // Phys. Lett. A. — 1977. — **61**, N 6. — P. 370–372.

36. *Stenholm S., Minogin V.G., Letokhov V.S.* Resonant light pressure due to a strong standing wave // Optics Communications. — 1978. — **25**, N 1. — P. 107–110.

37. *Grimm R., Ovchinnikov Yu.B., Sidorov A.I., Letokhov V.S.* Observation of a Strong Rectified Dipole Force in a Bichromatic Standing Light Wave // Phys. Rev. Lett. — 1990. — **65**, N 12. — P. 1415–1418.

38. *Grimm R., Ovchinnikov Yu.B., Sidorov A.I., Letokhov V.S.* Dipole force rectification in a monochromatic laser field // Optics Communications. — 1991. — **84**, N 1,2. — P. 18–22.

39. *Grimm R., Letokhov V.S., Ovchinnikov Yu. B., Sidorov A.I.* A strong magneto-optical force exerted on neutral atoms // J. Phys. II France. — 1992. — **2**, N 4. — P. 593–599.

40. *Ovchinnikov Yu.B., Grimm R., Sidorov A.I., Letokhov V.S.* Recified dipole force in a bichromatic standing light wave // Optics Communications. — 1993. — **102**, N 1, 2. — P. 155–165.

41. *Klimov V.V., Letokhov V.S.* Gradient optical force on atoms: beyond dipole approximation // Ibid. — 1996. — **126**, N 1–3. — P. 45–48.

42. *Laryushin D.V., Ovchinnikov Yu.B., Balykin V.I., Letokhov V.S.* Reflection cooling of sodium atoms in an evanescent light wave // Ibid. — 1997. — **135**, N 1–3. — P. 138–148.

43. *Казанцев А.П.* Ускорение атомов светом // ЖЭТФ. — 1974. — **66**, вып. 5. — С. 1599–1612.

44. *Казанцев А.П., Краснов И.В.* Эффект выпрямления градиентной силы резонансного светового давления // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — **46**, вып. 7. — С. 264–267.

45. *Kazantsev A.P., Surdutovich G.I., Chudesnikov D.O., Yakovlev V.P.* Scattering, velocity bunching, and self-localization of atoms in a light field // J. Opt. Soc. Am. B. — 1989. — **6**, N 11. — P. 2130–2139.

46. *Kazantsev A.P., Krasnov I.* Rectification effect of a radiation force // Ibid. — 1989. — **6**, N 11. — P. 2140–2148.

47. *Краснов И.В.* Трехмерный эффект выпрямления градиентной силы в сильном немонохроматическом поле // ЖЭТФ. — 2004. — **125**, вып. 5. — С. 1018–1026.

48. *Усиков А.Я., Конторович В.М., Канер Э.О., Блиох П.В.* Об использовании светового давления для избирательной откачки газов // УФЖ. — 1972. — **17**, № 2. — С. 1245–1248.

49. *Ashkin A.* Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // Phys. Rev. Lett. — 1970. — **24**, N 4. — P. 156–159.

50. *Ashkin A.* Atomic-Beam Deflection by Resonance-Radiation Pressure // Ibid. — 1970. — **25**, N 19. — P. 1321–1324.

51. *Ashkin A., Dziedzic J.M.* Optical Levitation by Radiation Pressure // Appl. Phys. Lett. — 1971. — **19**, N 8. — P. 283–285.

52. *Nebenzahl I., Szöke A.* Deflection of atomic beams by resonance radiation using stimulated emission // Ibid. — 1974. — **25**, N 6. — P. 327–329.

53. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Давление света на атомы во встречных амплитудно-модулированных волнах // ЖТФ. — 1988. — **58**, вып. 6. — С. 1174–1176.

54. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Наблюдение стимулированного светового давления амплитудно-модулированного излучения на атомы // Письма в ЖЭТФ. — 1989. — **49**, вып. 3. — С. 138–140.

55. *Grimm R., Ovchinnikov Yu.B., Sidorov A.I., Letokhov V.S.* Observation of a Strong Rectified Dipole Force in a Bichromatic Standing Light Wave [Phys. Rev. Lett. 65, 1415 (1990)] // Phys. Rev. Lett. — 1990. — **65**, N 25. — P. 3210–3210.

56. *Söding J., Grimm R., Ovchinnikov Yu.B., Bouyer Ph., Salomon Ch.* Short-Distance Atomic Beam Deceleration with a Stimulated Light Force // Ibid. — 1997. — **78**, N 8. — P. 1420–1423.

57. *Cashen M., Metcalf H.* Bichromatic force on helium // Phys. Rev. A. — 2001. — **63**, N 2. — 025406.

58. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Давление света на атомы в поле частотно-модулированных волн // УФЖ. — 1991. — **36**, № 2. — С. 192–197.

59. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Давление света на атомы в поле двух встречных амплитудно-модулированных волн // Там же. — 1991. — **36**, № 7. — С. 1042–1046.

60. *Романенко В.І.* Тиск світла на атоми у полі зустрічних хвиль зі стохастичною амплітудою // Там же. — 2005. — **50**, № 5. — С. 438–441.

61. *Romanenko V.I., Shore B.W., Yatsenko L.P.* Forces exerted on atoms by stochastic laser fields // Optics Communications. — 2006. — **268**, N 1. — P. 121–132.

62. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Давление света на атомы в поле резонансных атомному переходу встречных амплитудно- и частотно-модулированных волн // Квантовая электроника. — 1991. — **18**, вып. 9. — С. 1100–1102.

63. *Орап О.Р., Романенко В.І., Яценко Л.П.* Тиск світла на атоми у полі зустрічних світлових хвиль з гармонічною та стохастичною модуляцією фази // УФЖ. — 2003. — **48**, № 3. — С. 211–222.

64. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* О возможности наблюдения вынужденного светового давления на молекулы // Ibid. — 1993. — **38**, вып. 2. — С. 212–218.

65. *Marte P., Zoller P., Hall J.L.* Coherent atomic mirrors and beam splitters by adiabatic passage in multilevel systems // Phys. Rev. A. — 1991. — **44**, N 7. — P. 4118–4121.

66. *Weitz M., Young B.C., Chu S.* Atom manipulation based on delayed laser pulses in three- and four-level systems: Light shifts and transfer efficiencies // Ibid. — 1994. — **50**, N 3. — P. 2438–2444.

67. *Weitz M., Young B.C., Chu S.* Atomic interferometer based on adiabatic population transfer // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **73**, N 19. — P. 2563–2566.

68. *Grimm R., Söding J., Ovchinnikov Yu.B.* Coherent beam splitter for atoms based on a bichromatic standing light wave // Opt. Lett. — 1994. — **19**, N 9. — P. 658–660.

69. *Данилейко М.В., Негрійко А.М., Романенко В.І., Яценко Л.П.* Адіабатичний перенос заселеності по магнітних підрівнях молекул — нова можливість керування їх рухом // УФЖ. — 1995. — **40**, № 8. — С. 793–798.

70. *Weitz M., Heupel T., Hänsch T.W.* Multiple Beam Atomic Interferometer // Phys. Rev. Lett. — 1996. — **77**, N 12. — P. 2356–2359.

71. *Featonby P.D., Summy G.S., Martin J.L., Wu H., Zetie K.P., Foot C.J., Burnett K.* Adiabatic transfer for atomic interferometry // Phys. Rev. A. — 1996. — **53**, N 1. — P. 373–380.

72. *Kulin, S., Saubamea B., Peik E. et al.* Coherent manipulation of atomic wave packets by adiabatic transfer // Phys. Rev. Lett. — 1997. — **78**, N 22. — P. 4185–4188.

73. *Bergmann K., Theuer H., Shore B.W.* Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules // Rev. Mod. Phys. — 1998. — **70**, N 3. — P. 1003–1025.

74. *Романенко В.И., Яценко Л.П.* Рассеяние атомов в бихроматическом поле встречных световых импульсов // ЖЭТФ. — 2000. — **117**, вып. 3. — С. 467–475.

75. *Demeter G., Djotyan G.P., Sörlei Zs., Bakos J.S.* Mechanical effect of retroreflected frequency-chirped laser pulses on two-level atoms // Phys. Rev. A. — 2006. — **74**, N 1. — 013401.

76. *Романенко В.И., Яценко Л.П.* Когерентный перенос импульса при взаимодействии трехуровневых атомов со встречными лазерными импульсами // ЖЭТФ. — 2005. — **127**, вып. 2. — С. 273–288.

77. *Arimondo E., Lew H., Oka T.* Deflection of a Na Beam by Resonant Standing-Wave Radiation // Phys. Rev. Lett. — 1979. — **43**, N 11. — P. 753–757.

78. *Aspect A., Dalibard J., Heidmann A., Salomon A., Cohen-Tannoudji C.* Cooling Atoms with Stimulated Emission // Phys. Rev. A. — 1986. — **57**, N 14. — P. 1688–1691.

79. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Вынужденное световое давление на атомы во встречных амплитудно-модулированных волнах // ЖЭТФ. — 1991. — **99**, вып. 2. — С. 393–410.

80. *Гринчук В.А., Кузин Е.Ф., Нагаева М.Л., Рябенко Г.А., Яковлев В.П.* Дисперсионные особенности рассеяния атомов натрия в сильном поле коротких встречных импульсов лазерного излучения // Письма в ЖЭТФ. — 1993. — **57**, вып. 9. — С. 534–537.

81. *Cashen M., Rivoire O., Romanenko, L. Yatsenko V., Metcalf H.* Strong optical forces in frequency-modulated light // Phys. Rev. A. — 2001. — **64**, N 6. — 63411.

82. *Weisskopf V.F., Wigner E.P.* Berechnung der naturlichen Linienbreite auf Grund der Diracscher Lichttheorie // Zeitschrift für Phys. — 1930. — **63**. — P. 54–73.

83. *Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloë F.* Quantum Mechanics. — New York: Wiley-Interscience, 1977. — 1524 p.

84. *Shore B.W.* The Theory of Coherent Atomic Excitation. Vol. 1. — New York: Wiley, 1990. — 774 p.

85. *Raman C.V., Nath N.N.S.* The diffraction of light by high frequency sound waves. Part I. Normal incidence // Proc. Indian Acad. Sci., Sect. A. — 1935. — **2**, N 4. — P. 406–412.

86. *Rabi I. I., Ramsey N.F., Schwinger J.* Use of Rotating Coordinates in Magnetic Resonance Problems // Rev. Mod. Phys. — 1954. — **26**, N 2. — P. 167–171.

87. *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — 551 с.

88. *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы: Пер. с англ. — М.: Мир, 1978. — 223 с.

89. *Bloch F., Siegert A.* Magnetic resonance for nonrotating fields // Phys. Rev. — 1940. — **57**, N 6. — P. 522–527.

90. *Тер-Микаэлян М.Л.* Простейшие атомные системы в резонансных лазерных полях // УФН. — 1997. — **167**, вып. 12. — С. 1249–1294.

91. *Мессиа А.* Квантовая механика: В 2 т.: Пер. с франц. — М.: Наука, 1979. — Т. 2. — 583 с.

92. *Zener C.* Non-adiabatic crossing of energy levels // Proc. Roy. Soc. A. — 1932. — **137**, N 833. — P. 696–702.

93. *Ландау Л.Д.* К теории передачи энергии при столкновениях. II // Собрание трудов в 2 т. — М.: Наука, 1969. — Т. 1. — С. 81–85.

94. *Loy M.M.T.* Observation of Population Inversion by Optical Adiabatic Rapid Passage // Phys. Rev. Lett. — 1974. — **32**, N 15. — P. 814–817.

95. *Hamadani S.M., Mattick A.T., Kurnit N.A., Javan A.* Observation of adiabatic rapid passage utilizing narrow infrared saturation resonances // Appl. Phys. Lett. — 1975. — **27**, N 1. — P. 21–24.

96. *Brewer R.G., Hahn E.L.* Coherent two-photon processes: Transient and steady-state cases // Phys. Rev. A. — 1975. — **11**, N 5. — P. 1641–1649.

97. *Loy M.M.T.* Observation of Two-Photon Optical Nutation and Free-Induction Decay // Phys. Rev. Lett. — 1976. — **36**, N 24. — P. 1454–1457.

98. *Loy M.M.T.* Two-Photon Adiabatic Inversion // Ibid. — 1978. — **41**, N 7. — P. 473–476.

99. *Avrillier S., Raimond J.-M., Bordé Ch. J. et al.* Supersonic beam spectroscopy of low J transitions of the v_3 band of SF_6: Rabi oscillations and adiabatic rapid passage with a CW laser // Optics Communications. — 1981. — **39**, N 5. — P. 311–315.

100. *Kroon J.P.C., Senhorst H.A.J., Beijerinck H.C.W. et al.* Rabi oscillations in the optical pumping of a metastable neon beam with a cw dye laser // Phys. Rev. A. — 1985. — **31**, N 6. — P. 3724–3732.

101. *Adam A.G., Gough T.E., Isenor N.R., Scoles G.* Rabi oscillations and rapid-passage effects in the molecular-beam CO_2-laser Stark spectroscopy of CH_3F // Ibid. — 1985. — **32**, N 3. — P. 1451–1457.

102. *Vitanov N.V., Halfmann T., Shore B.W., Bergmann K.* Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques // Annu. Rev. Phys. Chem. — 2001. — **52**. — P. 763–809.

103. *Yatsenko L.P., Shore B.W., Halfmann T. et al.* Source of metastable H($2s$) atoms using the Stark chirped rapid-adiabatic-passage technique // Phys. Rev. A. — 1999. — **60**, N 6. — P. R4237–R4240.

104. *Rickes T., Yatsenko L.P., Steuerwald S. et al.* Efficient adiabatic population transfer by two-photon excitation assisted by a laser-induced Stark shift // J. Chem. Phys. — 2000. — **113**, N 2. — P. 534–546.

105. *Борисенок С.В., Рождественский Ю.В.* Когерентный перенос населенности в атомных системах с замкнутым контуром взаимодействия // ЖЭТФ. — 2003. — **123**, вып. 1. — С. 5–12.

106. *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В.* Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // УФН. — 1993. — **163**, вып. 9. — С. 1–36.

107. *Fleischhauer M., Manka A.S.* Propagation of laser pulses and coherent population transfer in dissipative three-level systems: An adiabatic dressed-state picture // Phys. Rev. A. — 1996. — **54**, N 1. — P. 794–803.

108. *Taĭchenachev A.V., Tumaĭkin A.M., Yudin V.I.* Coherent population trapping in quantized light field // Europhys. Lett. — 2005. — **72**, N 4. — P. 562–568.

109. *Oreg J., Hioe F.T., Eberly J.H.* Adiabatic following in multilevel systems // Phys. Rev. A. — 1984. — **29**, N 2. — P. 690–697.

110. *Gaubatz U., Rudecki P., Becker M., Schiemann S., Kulz M., Bergmann K.* Population switching between vibrational levels in molecular beams // Chem. Phys. Lett. — 1988. — **149**, N 5, 6. — P. 463–468.

111. *Yatsenko L.P., Guérin S., Jauslin H.R.* Topology of adiabatic passage // Phys. Rev. A. — 2002. — **65**, N 4. — 043407.

112. *Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1974. — 752 с.

113. *Мессиа А.* Квантовая механика: В 2 т.: Пер. с франц. — М.: Наука, 1978. — Т. 1. — 478 с.

114. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика (Серия: "Теоретическая физика", том I). — М.: Наука, 1973. — 208 с.

115. *Хорстхемке В., Лефевр Р.* Индуцированные шумом переходы. — М.: Мир, 1987. — 400 с.

116. *Georges A.T.* Resonance fluorescence in Markovian stochastic fields // Phys. Rev. A. — 1980. — **21**, N 6. — P. 2034–2049.

117. *Клышко Д.Н.* Физические основы квантовой электроники. — М.: Наука, 1986. — 296 с.

118. *Zoller P.* Saturation of two-level atoms in chaotic fields // Phys. Rev. A. — 1979. — **20**, N 6. — P. 2420–2423.

119. *Zoller P., Alber G., Salvador R.* ac Stark splitting in intense stochastic driving fields with Gaussian statistics and non-Lorenzian line shape // Ibid. — 1981. — **24**, N 1. — P. 398–410.

120. *Walser R., Ritsch H., Zoller P., Cooper J.* Laser-induced population fluctuations in two-level systems: Complex and real Gaussian driving fields // Ibid. — 1992. — **45**, N 1. — P. 468–476.

121. *Fox R.F., Gatland I.R., Roy R., Vemuri G.* Fast, accurate algorithm for numerical simulation of exponentially correlated colored noise // Ibid. — 1988. — **38**, N 11. — P. 5938–5940.

122. *Vemuri G., Roy R.* Effect of injected field statistics on transient dynamics of an injection seeded laser // Optics Communications. — 1990. — **77**, N 4. — P. 318–324.

123. *Fox R.F.* Contributions to the theory of multiplicative stochastic processes // J. Math. Phys. — 1972. — **13**, N 8. — P. 1196–1207.

124. *Wódkiewicz K.* Exact solutions of some multiplicative stochastic processes // Ibid. — 1979. — **20**, N 1. — P. 45–48.

125. *Wódkiewicz K.* Erratum:Exact solutions of some multiplicative stochastic processes [J. Math. Phys. 20,45 (1979)] // Ibid. — 1980. — **21**, N 1. — P. 218–218.

126. *Cook R.J.* Atomic motion in resonance fluctuating laser radiation // Phys. Rev. A. — 1980. — **21**, N 1. — P. 268–273.

127. *Миногин В.Г.* Резонансное световое давление в поле частично когерентного лазерного излучения // Оптика и спектроскопия. — 1982. — **53**, вып. 1. — С. 125–129.

128. *Minogin V.G., Serimaa O.T.* Resonant light pressure forces in a strong standing laser wave // Optics Communications. — 1979. — **30**, N 3. — P. 373–379.

129. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М. и др.* Давление света на атомы в поле последовательностей световых импульсов // УФЖ. — 1991. — **36**, № 3. — С. 332–337.

130. *Romanenko V.I.* Light pressure on atoms in the field of counter-propagating trains of short light pulses // Ukr. J. Phys. — 2004. — **49**, N 1. — P. 26–33.

131. *Strohmeier P., Kersebom T., Krüger E., Nölle H., Steuter B., Schmand J. Andrä J.* Na-atom beam deceleration by a mode-locked laser // Optics Communications. — 1989. — **73**, N 6. — P. 451–454 .

132. *Rubinstein R.Y.* Monte Carlo method. — New York: Wiley, 1981. — 304 p.

133. *Соболь И.М.* Метод Монте-Карло. — М.: Наука, 1985. — 80 с.

134. *Kyrölä E., Stenholm S.* Velocity tuned resonances as multi-doppleron processes // Optics Communications. — 1977. — **22**, N 2. — P. 123–126.

135. *Хакен Г.* Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. — М.: Мир, 1985. — 423 с.

136. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.* Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited // J. Opt. Soc. Am. B. — 1985. — **2**, N 11. — P. 1707–1720.

137. *Schieder R., Walther H., Wöste L.* Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser // Optics Communications. — 1972. — **5**, N 5. — P. 337–340.

138. *Picque J.-L., Vialle J.-L.* Atomic-beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission // Ibid. — 1972. — **5**, N 5. — P. 402–406.

139. *Arimondo E., Inguscio M., Violino P.* Experimental determination of the hyperfine structure in the alkali atoms // Rev. Mod. Phys. — 1977. — **49**, N 1. — P. 31–75.

140. *Несмеянов А.Н.* Давление пара химических элементов. — М.: Изд-во АН СССР, 1961. — 396 с.

141. *Балыкин В.И., Летохов В.С.* Лазерная оптика нейтральных атомных пучков // УФН. — 1990. — **169**, вып. 1. — С. 141–154.

142. *Lin Z., Shimizu K., Zhan M., Shimizu F., Тикита H.* Laser cooling and trapping of Li // Jap. J. Appl. Phys., Pt. 2. — 1991. — **30**, N 7B. — P. L1324–L1326.

143. *Chen J., Story J.G., Hulet R.G.* Evolution of atomic motion in a intense standing wave // Phys. Rev. A. — 1993. — **47**, N 3. — P. 2128–2138.

144. *Ertmer W., Blatt R., Hall J.L.* Some candidate atoms and ions for frequency standards research using laser radiative cooling // Progr. Quant. El. — 1984. — **8**, N 3, 4. — P. 249–255.

145. *Gibble K., Chu S.* Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions // Phys. Rev. Lett. — 1993. — **70**, N 12. — P. 1771–1774.

146. *Lison F., Adams H-J., Haubrich D. et al.* Nanoscale atomic lithography with cesium atomic beam // Appl. Phys. B. — 1997. — **65**, N 3. — P. 419–421.

147. *Ertmer W., Blatt R., Hall J.L., Zhu M.* Laser manipulation of atomic beam velocities: demonstration of stopped atoms and velocity reversal // Phys. Rev. Lett. — 1985. — **54**, N 10. — P. 996–999.

148. *Данилейко М.В., Негрийко А.М., Ходаковский В.М.* Двухчастотный лазер на красителе с резонатором Майкельсона // Квантовая электроника. — 1987. — **14**, вып. 11. — С. 2244–2246.

149. *Андреев С.В., Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г.* Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия во встречном луче лазера // ЖЭТФ. — 1982. — **82**, вып. 5. — С. 1429–1441.

150. *Балыкин В.И., Сидоров А.И.* Мощный двухчастотный лазер на красителе непрерывного действия // Квантовая электроника. — 1984. — **11**, вып. 10. — С. 2001–2006.

151. *Hertel I.V., Stamatovic, A.S.* Spatial hole burning and oligo-mode distance control in CW dye lasers // IEEE Journ. Quant. El. — 1975. — **11**, N 5. — P. 210–212.

152. *Kogelnik H. Ippen E. Dienes A. Shank C.* Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers // IEEE Journ. Quant. El. — 1972. — **8**, N 3. — P. 373–379.

153. *Качанов А.А.* Двулучепреломляющий фильтр длины волны генерации для непрерывного лазера на красителе // Квантовая электроника. — 1982. — **9**, вып. 7. — С. 1458–1462.

154. *Рамзей Н.* Молекулярные пучки. — М.: Ид-во иностр. лит., 1960. — 512 с.

155. *Hoffnagle J. A.* Proposal for continuous white-light cooling of an atomic beam // Opt. Lett. — 1988. — **13**, N 2. — P. 102–104.

156. *Nayak N., Agarwal G.S.* Absorption and fluorescence in frequency-modulated fields under conditions of strong modulation and saturation // Phys. Rev. A. — 1985. — **31**, N 5. — P. 3175–3182.

157. *Романенко В.И., Яценко Л.П.* Стимулированое световое давление при неадиабатическом взаимлдействии атома с полем встречных частотно-модулированных волн // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — **86**, вып. 12. — С. 868–872.

158. *Lu T., Miao X., Metcalf H.* Bloch theorem on the Bloch sphere // Phys. Rev. A. — 2005. — **71**, N 6. — 061405.

159. *Lu T., Miao X., Metcalf H.* Nonadiabatic transitions in finite-time adiabatic rapid passage // Ibid. — 2007. — **75**, N 6. — 063422.

160. *Miao X., Wertz E., Cohen M.G., Metcalf H.* Strong optical forces from adiabatic rapid passage // Ibid. — 2007. — **75**, N 1. — 011402.

161. *Yatsenko L.P., Romanenko V.I., Shore B.W., Bergmann K.* Stimulated Raman adiabatic passage with partially coherent laser fields // Ibid. — 2002. — **65**, N 4. — 043409.

162. *Ficek Z., Freedhoff H.S.* Resonance-fluorescence and absorption spectra of a two-level atom driven by a strong bichromatic field // Ibid. — 1993. — **48**, N 4. — P. 3092–3104.

163. *Kim H., Park J.R., Lee H.-W.* Semiclassical dressed-atom approach // J. Phys. B. — 2000. — **33**, N 9. — P. 1703–1712.

164. *Фицек З., Фридхофф Г.С., Рудольф Т.Г.* "Одевание" "одетых" состояний // Оптика и спектроскопия. — 1999. — **87**, вып. 5. — С. 737–742.

165. *Cohen-Tannoudji C., Reynaud S.* Dressed-atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in an intense laser beam // J. Phys. B. — 1977. — **10**, N 3. — P. 345–363.

166. *Ficek Z., Freedhoff H.S.* Fluorescence and absorption by a two-level atom in a bichromatic field with one strong and one weak component // Phys. Rev. A. — 1996. — **53**, N 6. — P. 4275–4287.

167. *Kawanaka J., Hagiuda M., Shimizu K., Shimizu F., Takuma H.* Generation of an intense low-velocity metastable-neon atomic beam // Appl. Phys. B. — 1993. — **56**, N 1. — P. 21–24.

168. *Mastwijk H.C., Rijnbach M., Thomsen J.W., Straten P., Niehaus A.* Photo induced collisions with laser cooled He^* atoms // Eur. Phys. J. D. — 1998. — **4**, N 2. — P. 131–137.

169. *Bigelow N.P., Prentiss M.G.* Direct observation of the influence of Doppler-induced resonances on atomic velocities // Phys. Rev. Lett. — 1990. — **65**, N 5. — P. 555–558.

170. *Tollett J.J., Chen J., Story J.G. et al.* Observation of velocity-tuned multiphoton "Doppleron" resonances in laser-cooled atoms // Ibid. — 1990. — **65**, N 5. — P. 559–562.

171. *Gottesman D., Mervis J., Prentiss M, Bigelow N.P.* Calculation of enhanced slowing and cooling due to the addition of a traveling wave to an intense optical standing wave // Phys. Rev. A. — 1992. — **46**, N 1. — P. 356–363.

172. *Berman P.R., Ziegler J.* Generalized dressed-atom approach to atom-strong-field interactionsoapplication to the theory of lasers and Bloch-Siegert shifts // Ibid. — 1977. — **15**, N 5. — P. 2042–2052.

173. *Demtröder W.* Laser spectroscopy. Basic concepts and instrumentation. — Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1998. — 924 p.

174. *Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П.* Наблюдение светового давления на молекулы // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — **59**, вып. 6. — С. 381–384.

175. *Wineland D.I., Itano W.M.* Laser cooling // Phys. Today. — 1987. — **40**, N 6. — P. 34–40.

176. *Bethlem H.L., Crompvoets F. M. H., Jongma R.T. et al.* Deceleration and trapping of ammonia using time-varying electric fields // Phys. Rev. A. — 2002. — **65**, N 5. — 053416.

177. *Friedrich B., Herschbach D.* Alignment and Trapping of Molecules in Intense Laser Fields // Phys. Rev. Lett. — 1995. — **74**, N 23. — P. 4623–4626.

178. *Stapelfeldt H., Sakai H., Constant E., Corkum P.B.* Deflection of Neutral Molecules using the Nonresonant Dipole Force // Ibid. — 1997. — **79**, N 15. — P. 2787–2790.

179. *Sakai H., Tarasevitch A., Danilov J., Stapelfeldt H., Yip R.W., Ellert C., Constant E., Corkum P.B.* Optical Deflection of Molecules // Phys. Rev. A. — 1998. — **57**, N 4. — P. 2794–2801.

180. *Goodgame A.L., Softley T.P.* Control of atomic and molecular motion via the Stark effect in Rydberg states // J. Phys. B. — 1999. — **32**, N 20. — P. 4839–4857.

181. *Ryytty P., Kaivola M.* Pulsed Standing-Wave Mirror for Neutral Atoms and Molecules // Phys. Rev. Lett. — 2000. — **84**, N 22. — P. 5074–5077.

182. *Ежов П.В., Малюкин Ю.В.* Импульсный лазерный спектрофлуориметр для анализа временных и спектральных параметров люминесценции. — Харьков, 1992. — 24 с. (Препр. / АН Украины. Ин-т монокристаллов; ИМК-92-2).

183. *Гореславский С.П., Крайнов В.П.* Двухуровневый атом в резонансном бихроматическом поле // ЖЭТФ. — 1979. — **76**, вып. 100. — С. 26–33.

184. *Guérin S., Yatsenko L.P., Jauslin H.R.* Dynamical resonances and the topology of the multiphoton adiabatic passage // Phys. Rev. A. — 2001. — **63**, N 3. — 031403.

185. *Yatsenko L.P., Shore B.W., Vitanov N.V., Bergmann K.* Retroreflection-induced bichromatic adiabatic passage // Ibid. — 2003. — **68**, N 4. — 043405.

186. *Unanyan R., Guérin S., Shore B.W., Bergmann K.* Efficient population transfer by delayed pulses despite coupling ambiguity // Eur. Phys. J. D. — 2000. — **8**, N 3. — P. 443–449.

187. *Oreg J., Hioe F.T., Eberly J.H.* Multilevel inversion schemes in and beyond the adiabatic limit // Phys. Rev. A. — 1985. — **32**, N 5. — P. 2776–2783.

188. *Pillet P., Valentin C., Yuan R.–L., Yu J.* Adiabatic population transfer in a multilevel system // Ibid. — 1993. — **48**, N 1. — P. 845–848.

189. *Goldner L.S., Gerz C., Spreeuw R.J.C. et al.* Momentum transfer in laser-cooled cesium by adiabatic passage in a light field // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **72**, N 7. — P. 997–1000.

190. *Gaubatz U., Rudecki P., Schiemann S., Bergmann K.* Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results // J. Chem. Phys. — 1990. — **92**, N 9. — P. 5363–5376.

191. *Schiemann S., Kuhn A., Steuerwald S., Bergmann K.* Efficient coherent population transfer in NO molecules using pulsed lasers // Phys. Rev. Lett. — 1993. — **71**, N 22. — P. 3637–3640.

192. *Steuerwald S., Schiemann S., Kuhn A., Bergmann K.* Efficient coherent population transfer in NO-molecules using pulsed lasers // AIP Conference Proceedings. — 1995. — **329**, N 1. — P. 122–125.

193. *Lawall J., Prentiss M.* Demonstration of a novel atomic beam splitter // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **72**, N 7. — P. 993–996.

194. *Grinchuk V.A., Grishina I.A., Kuzin E.F. et al.* Investigation of an Oscillating Frequency Dependence of the Scattering Probability of Sodium Atoms in a Strong Field of Two Counterpropagating Laser Pulses // Laser Physics. — 1996. — **6**, N 1. — P. 150–152.

195. *Романенко В.И., Яценко Л.П.* Асимметрия амплитуды рассеяния атомов в поле коротких встречных световых импульсов // Письма в ЖЭТФ. — 1996. — **63**, вып. 12. — С. 920–923.

196. *Романенко В.И., Яценко Л.П.* Рассеяние атомов в поле встречных световых волн. Влияние начальных условий // ЖЭТФ. — 1998. — **113**, вып. 2. — С. 563–572.

197. *Ruprecht P.A., Holland M.J., Burnett K.* Dynamical effects in atom optics // Phys. Rev. A. — 1994. — **49**, N 6. — P. 4726–4732.

198. *Ishkhanyan A.M.* Anomalous Diffraction of Atoms in the Field of a Standing Wave // Laser Physics. — 1997. — **7**, N 6. — P. 1225–1230.

ЗМІСТ

Наукове видання

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

Негрійко Анатолій Михайлович
Романенко Віктор Іванович
Яценко Леонід Петрович

ДИНАМІКА АТОМІВ І МОЛЕКУЛ В КОГЕРЕНТНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Київ, Науково-виробниче підприємство
«Видавництво "Наукова думка" НАН України», 2008

Художнє оформлення М. З. Кодалашвілі
Художній редактор Є. І. Муштенко
Технічний редактор Т. С. Березяк
Комп'ютерна верстка В. І. Романенко

Підп. до друку 12.09.2008. Формат 60 × 90/16. Папір офс. №1. Гарн. Computer Modern. Друк офс. Ум. друк. арк. 15,0. Обл.-вид. арк. 14.85. Наклад 300 прим. Зам.

НВП «Видавництво "Наукова думка" НАН України»
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до державного реєстру видавців, виготовників і розповсюджувачів видавничої продукції
серія ДК № 2440 від 15.03.2006 р.
01601 Київ 1, вул. Терещенківська, 3

ЗАТ фірма "Віпол"
03151 Київ 151, вул Волинська, 60
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру
серія ДК № 752 від 27.12.2001